ORSAY
SÉRIE A
N· D'ORDRE :
103

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Boris DUDELZAK

PREMIÈRE THÈSE

Diffusion des électrons de haute énergie sur le proton

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 11 mai 1965 devant la Commission d'examen

MM. TEILLAC *Président*

BLANC-LAPIERRE, LEHMANN } *Examinateurs*

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen..... M. ZAMANSKY

MM.	BRELOT	T Analyse supérieure
	PRENANT	T Anatomie et histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie Organique
	WYART	T Minéralo & Cristallo
	TEISSIER	T Zoologie
	MANGENOT	T Biologie végé. (Orsay)
	AUGER	T Physique quantique et relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique ENS
	CARTAN	T Mathématiques ENS
	LAFFITTE N.	T Chimie générale
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique ENS
	EPHRUSSI	T Génétique
	RIVIERE	T Géologie SPCN & Sédiment (Orsay)
	GAUTHERET	T Biologie végétale PCB
	LUCAS R.	T Recherches Physiques
	TOHMAS A.	T Biologie cellulaire
	ARNULF	T Optique appliquée
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique PCB
	FORTIER	T Mécanique exp. des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météo & Dynamique atmos.
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
	THELLIER	T Physique du globe
	L'HERITIER	T Biologie générale Orsay
	GRIVET	T Radioélectricité Orsay
	PONCIN	T Mécanique générale
	DU BREIL	T Arith & Théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	GAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie et diffraction électro.
	WIEMANN	T Chimie organ & struc.
	JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay)
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralo. & Cristalo.
	MATHIEU J. P.	T Physique optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	MAY	T Zoologie
	CHOQUET	T Théorie des fonctions et topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	GUINIER	T Physique des solides (Orsay)
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités et Phys. Mathém.
	SCHWARTZ	T Calcul diff. & Intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (Tech. Aéron.)
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie minérale
	BUVAT	T Botanique ENS
	DUGUE	T Statistique mathématiques
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie Vég. Appl.
	MARECHAL	T Optique théor. & appl.
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiol. de la nutrition
	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLIERS	T Anatomie & Histo.compar.
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANCON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie phys. & géol.
	GODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique math. de la phys.
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique MGP
	RIZET	T Génétique Orsay
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
	DIXMIER	T Mathématiques MPC
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique générale
	BRUSSET	T Chimie systématique
	LEVY M.	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme	CHADX	T Chimie biologique
Mme	HUREL PY	T Biologie végétale PCB
	PANNETIER	T Chimie générale
	BRUN	T Mécanique des fluides I
	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay)
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrég.)
Mme	LELONG	T Mathématiques II ENS
	BELLAIR	T Géologie SPCN
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J. E.	T Chimie organique
	LAMOTTE	T Zoologie ENS
	MICHEL A.	T Chimie minérale Orsay
	OLMER	T Energétique générale
	ROUAULT	T Electricité (Orsay)
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CASTAING	T Physique II Thermo (Orsay)
	CURIEN	T Minéralo. & cristal.
	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay)
Mme	CHARNIAUX-COTTON	T Evolution des êtres organisés
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique Nucl. & radioactivité (Orsay)
	TONNELAT	T Biol. Physico-chim. (Orsay)
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie PCB
	DODE	T Chimie (Orsay)
	FREYMANN	T Recherches physiques
	GUINOCHET	T Biologie végétale SPCN (Orsay)
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
	CHEVALLEY	T Géométrie algéb. et théorie des groupes
	ARNOULT	T Electronique Orsay
	CHAPELLE	T Physique I (Orsay)
	DELANGE	T Mathématiques I (Orsay)
	DENY	T Mathématiques générales (Orsay)
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales (Orsay)
	BRICARD	T Météor. et physique de l'atmosphère
Mme	ALBE FESSARD	T Psycho-physio
	FRIEDEL	T Physique des solides (Orsay)
	JULIA M.	T Etudes des moléculaires complexes
	LENDER	T Biologie animale SPCN (Orsay)
	MAGAT	T Physico chimie des radioéléments
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
	MONOD	T Chimie du métabolisme
	BENOIT	T Physio. animale (Orsay)
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	LEMEE	T Ecologie végétale (Orsay)
	GUERIN	T Chimie MPC (Orsay)
	CHATELET	T Chimie PCB
	JEAN	T Physio. nucléaire (Orsay)
	MATTLER	T Physique SPCN
	BERGERARD	T Zoologie (Orsay)
	BERTEIN	T Electronique (Orsay)
	BOUISSIÈRES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermo. et méca. physique
	ELLEMBERGER	T Géologie des grandes régions du globe (Orsay)
	FRANC	T Biologie animale PCB
	SCHNELL	Botanique tropicale
	STLKOWSKI	T Physiologie végétale
	ACHER	T Chimie biologique
	BAUDOIN	T Biologie animale PCB
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D.	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	FREON	T Chimie organique (Orsay)
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appli. à la Chimie
		Théor. & à la Phys. Nucléaire
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique et méca. céleste
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Méca. phys. & expérimentale
	LACOMBE	T Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
	BROCHARD	T Physique PCB (Orsay)
	CABANNES	T Mécanique générale
	LESIEUR	T Math. I (Orsay)
	MAZET	T Méca. générale (Orsay)
	CAIRE	Géographie physique et géo. dynamique
	COMOLET	Méca. des fluides
	CORABOEUF	T Physiologie animale (Orsay)
	DELLOUE	T Physique de l'atmosphère
	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
	HOUILLON	Biologie animale PCB
	JULLIEN J.	Chimie SPCN (Orsay)
	MALGRANGE	T Technique Math. de la physique (Orsay)
	OLIVIER	Antropologie
	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
	BLANC-LAPIERRE	T Physique ENS (Orsay)
	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
	SAMUEL	T Mathématiques ENS féminines
	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
	THIRY	T Méca. céleste
	ABELES	Physique SPCN
	AMAT	T Physique PCB
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	BOUGIS	Biologie marine Villefranche/mer
	BRUHAT	T Math. MPC
	BRUNN	T Géologie historique (Orsay)
	CHABBAL	T Physique MGP (Orsay)
	DEHEUVELS	T Math. propé.
	D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay)
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
	GENEVES	Biologie végétale PCB
	GUILBERT	Physique CUS Orléans
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie PCB
	MEYER	Physique propédeutique
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	Pétrographie
	ROSEAU	T Méca. théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique
	SILBER	T Chimie PCB
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories physiques
	HERVE	T Mathématiques
	NERON	T Math. MPC (Orsay)
Mme	PECKER WIMEL	T Astrophysique
	BALKANSKY	Physique MPC
	LE CORRE	T Electricité
	DELCROIX	T Physique théorique (Orsay)
	GOURDIN	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
	LEHMANN	T Phys. Exp. des hautes énergies
	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ECHALIER	Biologie animale PCB.
	BARRAUD	Physiologie cellulaire
	LIORET	Physiologie végétale (Orsay)
	DARS	Géologie structurale et Géologie appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	BLAQUIERE	Electronique (Orsay)
	ARNOUS	T Physique théorique
	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
	MALLIAVIN	T Mathématiques propé. (Orsay)
	GAUDEMAR	Chimie propé.
	PEREZ Y JORBA	Physique Exp. des hautes énergies (Orsay)
	DAVID	T Chimie (agrégation Orsay)
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	QUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Math MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	BV CPEM
	FAVARD P.	BA CPEM
	VILKAS	Chimie CPEM
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN TANNOUDJI	Physique MPC
	TAVERNIER	Physique CPEM
Mme	ROIZEN	Physique CPEM
	DURAND M.	BA SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	BA CPEN
	BROUSSE	Géologie (Orsay)
	CAGNAC	Physique agrégation (Orsay)
	LEBERRE	Zoologie (Orsay)
	SCHEFFER	Microbiologie (Orsay)
	de GENNES	Physique des solides (Orsay)
	RIOU	Physique nucléaires exp. (Orsay)
	CLAUSER	Chimie biologique (Orsay)
	CHEVALIER	Physiologie animale (Orsay)
	JANCOVICI	Physique atomique (Orsay)
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire (Orsay)
	FETIZON	Chimie propé. (Orsay)
	CERF	Mathématiques (Orsay)

Secrétaire général R. POULAIN

A LA MEMOIRE DE MON PERE

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

J'ai été accueilli au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay par le regretté Professeur Halban.

Je suis très reconnaissant à Monsieur le Professeur Blanc-Lapierre de m'avoir permis d'y poursuivre des recherches en m'accordant son soutien.

Monsieur le Professeur Pierre Lehmann a dirigé ce travail. Ses conseils et éclaircissements, sa pleine participation tant à l'analyse et l'interprétation des résultats, que durant de longues nuits d'expériences m'ont permis de mener à bien ce travail. Je ne saurais lui exprimer toute ma gratitude.

Je dois une grande partie de ma formation d'expérimentateur à la haute compétence de Monsieur Robert Taylor(•) avec qui j'ai travaillé auprès de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay en 1960 et 1961. Qu'il veuille bien croire à ma profonde gratitude.

Je remercie tous mes collègues physiciens et en particulier Messieurs B. Grossetête, A. Isakov(••), G. Sauvage et R. Tchapoutian pour leur collaboration pendant la phase expérimentale et au cours de fructueuses discussions.

Ce travail n'aurait pas été concevable sans l'aide apportée par l'ensemble du personnel de l'Accélérateur. Je remercie les ingénieurs et techniciens, ouvriers et chefs de service qui ont bien voulu m'accorder leur aide. Je pense en particulier aux personnes du service des aimants, à celles de l'atelier de mécanique, à celles de l'atelier du vide, aux électroniciens, aux dessinateurs, aux photographes, aux bibliothécaires et avant tout à l'équipe de conduite de l'Accélérateur Linéaire.

Je tiens enfin à remercier Mademoiselle Grigy qui a assuré la frappe du manuscrit avec dévouement et compétence.

(•) Actuellement auprès du S.L.A.C., Stanford (U.S.A.).

(••) Actuellement à l'Institut Lebedev, Moscou (U.R.S.S.).

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544306_0011

INTRODUCTION

On doit à Robert Hofstadter et ses collaborateurs d'avoir montré il y a une dizaine d'années en utilisant le faisceau d'électrons de l'Accélérateur Linéaire de Stanford que le proton ne se comporte pas du point de vue électromagnétique comme une particule ponctuelle [1]. Quelques années auparavant on a pu montrer par diffusion de neutrons lents sur les électrons atomiques que le neutron n'est pas lui non plus ponctuel [2]. Ces expériences, ainsi que le fait que les nucléons (proton, neutron) possèdent des moments magnétiques anormaux, parlent en faveur d'une structure électromagnétique des nucléons. Cette structure mystérieuse préoccupait et préoccupe de nombreux physiciens, tant théoriciens qu'expérimentateurs. Parmi les premiers il faut citer les contributions importantes de Rosenbluth [3], Foldy [4], Yennie et al [5], Sachs et al [6]. Parmi les derniers citons la contribution de Robert Wilson et ses collaborateurs qui ont réalisé des expériences très importantes auprès de Synchroton de Cornell [7], la contribution de Pierre Lehmann, Robert Taylor et Richard Wilson qui ont réalisé une expérience particulièrement précise auprès de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay [8], et enfin tout récemment l'exploration de la partie "la plus profonde" du nucléon par les physiciens de Harvard grâce aux possibilités du Synchrotron de 6 GeV [9].

La confrontation entre théories et expériences nécessite des mesures précises. La "course" aux expériences précises qui se poursuit dans les trois laboratoires américains (Stanford, Cornell, Harvard) était également notre préoccupation majeure à Orsay qui est le seul laboratoire hors des Etats Unis où de telles expériences ont pu être réalisées jusqu'à présent. Nous avons mesuré une vingtaine de sections efficaces absolues de diffusion élastique électron-proton avec une précision de l'ordre de 2 à 3 %. De telles mesures nécessitent de longues périodes d'expérimentation. Nos expériences ont progressé parallèlement aux possibilités de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay : après avoir expérimenté en 1961 et 1962 avec un faisceau d'électrons allant jusqu'à 250 MeV, nous avons pu en 1963 travailler avec un faisceau allant jusqu'à 500 MeV, et enfin en 1964 avec un faisceau pouvant atteindre 1 GeV.

Les résultats trouvés entre 1961 et 1964, [10], [11], [12], [13], [14], [15], [16], constituent une contribution à une connaissance plus précise du comportement du proton dans le domaine des quadritransferts $0,3\ f^{-2} < q^2 < 10\ f^{-2}$ [17].

Dans la conclusion nous tâcherons de dégager clairement la signification des résultats trouvés, objet de la thèse que l'on va lire. Celle-ci est subdivisée en trois parties :

- La première partie "Rappels" (chapitres I, II, III) constitue un exposé du problème abordé et nous permet d'introduire les notions et relations connues grâce auxquelles on peut définir les conditions d'une expérience et essayer de l'interpréter. Le chapitre I est consacré à la cinématique : énergie, angle de diffusion, quadritransfert et les relations nécessaires entre ces grandeurs sont formulées. Le chapitre II traite de la section efficace théorique de diffusion élastique électron-proton. Nous rappelons les grandes lignes de la démonstration et les conditions de sa validité. Nous rappelons comment s'introduisent deux fonctions réelles du quadritransfert, appelées facteurs de forme, reliées à la structure électromagnétique du proton, et qui caractérisent toute sa structure. Le chapitre III est un bref rappel des théories qui ont essayé d'interpréter les résultats expérimentaux ; les difficultés rencontrées sont soulignées. Nous rappelons notamment les tentatives de relier les expériences du domaine des interactions fortes aux expériences de diffusion électron-nucléon et le rôle possible des résonances ρ, ω et φ dans la structure électromagnétique du nucléon.

- La deuxième partie "Expériences" (chapitres IV, V, VI) rend compte des mesures effectuées. Le chapitre IV décrit le dispositif expérimental que nous discutons du point de vue des paramètres qui interviennent directement dans nos mesures et leur précision. Le chapitre V traite de la méthode des mesures et des corrections tant expérimentales que théoriques. Nous montrons comment on aboutit à la section efficace expérimentale directement comparable à la section efficace théorique, nous discutons les erreurs et nous montrons enfin comment se déduisent les facteurs de forme à partir des sections efficaces. Dans le chapitre VI nous passons en revue toutes nos mesures et discutons leur cohérence interne.

- La troisième partie "Résultats" (chapitres VII, VIII, IX) est consacrée aux résultats expérimentaux proprement dits ainsi qu'aux tentatives d'interprétation tant phénoménologique que théorique. Le chapitre VII traite des résultats et de leurs conséquences directes. Le chapitre VIII donne une interprétation phénoménologique. Au chapitre IX une interprétation théorique des facteurs de forme en termes des résonances connues ρ, ω et φ est tentée.

Une partie des résultats expérimentaux a servi de matière au Diplôme d'Etudes Supérieures de G. Sauvage [18] et à la Thèse de $3^{ème}$ Cycle de R. Tchapoutian [19].

PREMIÈRE PARTIE

RAPPELS

I. – LA CINÉMATIQUE DE LA DIFFUSION ÉLASTIQUE ÉLECTRON-PROTON

1 - LES UNITES

Les unités de temps, masse et énergie étant définies de façon à ce que :

$$c = \hbar = 1 \text{ et sans dimensions,}$$

la masse, la quantité de mouvement et l'énergie s'expriment avec la même unité ; nous les exprimerons en général en MeV.

M masse au repos du proton $M = 938,2$ MeV

m masse au repos de l'électron $m = 0,511$ MeV.

Le carré de la charge e^2 est dans ce système sans dimensions et égal à la constante de structure fine :

$$\alpha = e^2 = \frac{1}{137,04}$$

Les dimensions nucléaires étant de l'ordre de 10^{-13} cm, l'unité pratique de longueur est le Fermi :

$$1 \text{ Fermi} = 10^{-13} \text{ cm}$$

La longueur d'onde Compton de l'électron $\lambda\!\!\!^{-} = \frac{\hbar}{mc} = 3,8615 \text{ cm}^{-11} = 386,15 \text{ F}$ s'écrit avec nos unités $\lambda\!\!\!^{-} = \frac{1}{m} = \frac{1}{0,511} \text{ MeV}^{-1}$. En égalant les deux expressions on a :

$$1 \text{ Fermi}^{-1} = 197,3 \text{ MeV}$$

Cette relation nous sera utile par la suite. En effet, au lieu d'exprimer le quadritransfert d'impulsion q en MeV on l'exprime le plus souvent en Fermi^{-1}. Cela tient, comme nous le verrons, à la relation étroite entre le transfert d'une impulsion q au proton et la manifestation de sa structure à la distance $\frac{1}{q}$ de son centre.

2 - RELATIONS ENTRE L'ENERGIE DES ELECTRONS INCIDENTS, DIFFUSES ET L'ANGLE DE DIFFUSION

Soit dans le système du laboratoire E_1 l'énergie des électrons incidents immédiatement avant la diffusion, E_3 l'énergie des électrons diffusés immédiatement après la diffusion et θ l'angle de diffusion.

$\vec{p}_1$ et $\vec{p}_3$ sont les quantités de mouvement correspondantes. La loi de conservation de la quantité de mouvement donne :

$$p^2 = |\vec{p}|^2 = |\vec{p}_1 - \vec{p}_3|^2 = p_1^2 + p_3^2 - 2\, p_1 p_3 \cos\theta$$

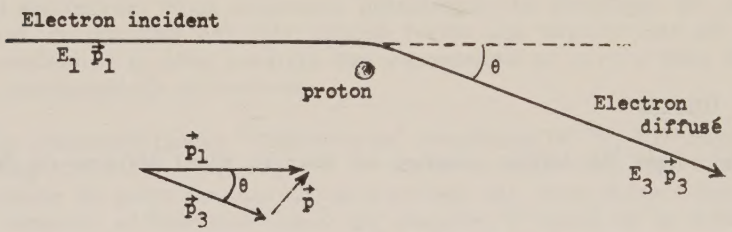


Fig. 1 - Diffusion élastique électron-proton.

L'énergie totale de l'électron est : $E^2 = p^2 + m^2$.

La quantité de mouvement des électrons utilisés étant d'une cinquantaine de MeV au moins, en écrivant que l'énergie totale de l'électron est égale à son impulsion, nous commettons une erreur négligeable de l'ordre de 0,01 %.

Il vient :

$$E_1 = p_1 \quad E_3 = p_3$$

soit :

$$p^2 = E_1^2 + E_3^2 - 2\, E_1 E_3 \cos\theta \qquad (a)$$

Exprimons que l'accroissement de l'énergie du proton se fait sous forme d'énergie cinétique, autrement dit qu'il s'agit d'une diffusion élastique :

$$E_1 - E_3 = (M^2 + p^2)^{1/2} - M$$

En tenant compte de (a) et après des opérations évidentes on a :

$$E_1 - E_3 = 2\, E_1 E_3 \frac{1}{M} \sin^2\frac{\theta}{2} \qquad (b)$$

Soit :

$$\boxed{E_3 = \frac{E_1}{1 + \frac{2E_1}{M}\sin^2\frac{\theta}{2}}} \qquad (1)$$

$$E_1 = \frac{E_3}{1 - \frac{2E_3}{M}\sin^2\frac{\theta}{2}} \qquad (2)$$

3 - LE QUADRITRANSFERT D'IMPULSION q

Soit iE_1, $\vec{p}_1$ le quadrivecteur d'impulsion de l'électron incident, iE_3, $\vec{p}_3$ le quadrivecteur d'impulsion de l'électron diffusé.

La différence entre ces deux quadrivecteurs définit le quadrivecteur de transfert d'impulsion au proton (ou plus court le quadritransfert).

Le carré du module de ce quadrivecteur, soit :

$$q^2 = |\vec{p}_1 - \vec{p}_3|^2 - (E_1 - E_3)^2$$

est un invariant relativiste jouant un rôle fondamental dans la formulation du problème de diffusion électron-proton.

4 - EXPRESSION DU CARRE DE QUADRITRANSFERT EN FONCTION DE L'ANGLE DE DIFFUSION ET DE L'ENERGIE DES ELECTRONS INCIDENTS OU DIFFUSES

On a d'après la relation de définition de q^2 et en tenant compte de la relation (a) du paragraphe 2 :

$$q^2 = 2E_1E_3(1 - \cos\theta) = 4E_1E_3\sin^2\frac{\theta}{2} \qquad (c)$$

Soit en exprimant l'énergie en MeV et q^2 en $Fermi^{-2}$ et en tenant compte des formules (1) et (2) :

$$q^2 = \frac{4E_1^2\sin^2\frac{\theta}{2}}{1 + \frac{2E_1}{M}\sin^2\frac{\theta}{2}} \times \frac{1}{(197,3)^2} \qquad (3)$$

$$q^2 = \frac{4E_3^2\sin^2\frac{\theta}{2}}{1 - \frac{2E_3}{M}\sin^2\frac{\theta}{2}} \times \frac{1}{(197,3)^2} \qquad (4)$$

5 - RELATION ENTRE q^2 ET L'ENERGIE DES ELECTRONS INCIDENTS ET DIFFUSES

La relation (c) du paragraphe précédent donne immédiatement en tenant compte de la formule (b) du paragraphe 2 :

$$E_1 = E_3 + \frac{q^2}{2M} \qquad \text{ici } q^2 \text{ en } MeV^2 \qquad (5)$$

L'énergie E_1 diffère de l'énergie E_o des électrons incidents fournis par l'accélérateur par une très petite quantité calculable (voir V - 3.c), qui représente la perte la plus probable d'énergie par ionisation avant la diffusion.

II. – LA SECTION EFFICACE DE DIFFUSION ÉLASTIQUE ÉLECTRON-PROTON

1 - LA FORMULE DE ROSENBLUTH

L'expression donnant la section efficace de diffusion élastique électron-proton a été établie par Rosenbluth en 1950 [3]. Le calcul repose sur l'approximation de Born de la théorie des perturbations et utilise la technique de Feynman.

a) *L'approximation de Born*

On sait que le calcul de la section efficace revient au calcul de la probabilité de transition d'un électron de l'état initial E_1, $\vec{p}_1$ à l'état final E_3, $\vec{p}_3$ sous l'effet de la perturbation créée par le potentiel électromagnétique du proton. Cette probabilité de transition s'exprime à son tour par le produit de la densité des états finals par le carré de l'amplitude $|M|^2$ de la transition. Le calcul de la densité des états finals ne présente pas de difficultés théoriques, de sorte que le calcul de la section efficace se ramène à la détermination de l'amplitude M de la transition.

On montre que M peut s'écrire sous la forme d'une somme convergente d'éléments de matrice :

$$M = M_o + M_1 + M_2 + \ldots$$

avec

$$M_1 = \alpha\ A_B$$

$$M_2 = \alpha^2\ A_C \text{ etc.}$$

α constante de structure fine.

L'élément M_o correspond au potentiel non perturbé et ne contribue pas à l'amplitude de la transition.

La théorie des perturbations au premier ordre, encore appelée approximation de Born, consiste à négliger M_2, M_3... devant M_1, de sorte que dans cette approximation l'amplitude de la transition se réduit à M_1. Cette approximation trouve sa justification dans la petitesse de la constante de structure fine α ; nous reviendrons sur le problème de sa validité.

Dans l'approximation de Born la diffusion électron-proton est décrite par le diagramme de Feynman correspondant à l'échange d'un seul photon virtuel :

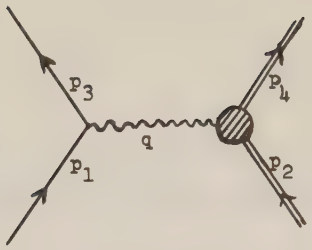


Fig. 1 - Diagramme d'échange d'un seul photon.

$p_1(\vec{p}_1, E_1)$ et $p_3(\vec{p}_3, E_3)$ désignent les quadrivecteurs d'impulsion respectivement de l'électron incident et de l'électron diffusé. p_2 et p_4 sont les quantités correspondantes pour le proton. $q = p_1 - p_3 = p_4 - p_2$ représente le quadrivecteur d'impulsion du photon virtuel (voir I - 3).

J^p_μ étant le quadricourant du proton, j^e_μ celui de l'électron, on montre [5] que l'amplitude de transition M_1 s'écrit :

$$M_1 = - 4\pi i \, J^p_\mu(p_2, p_4) \frac{1}{q^2} j^e_\mu(p_1, p_3)$$

L'électron étant une particule de Dirac (ponctuelle, spin = $\frac{1}{2}$, moment magnétique normal = 1 magnéton de Bohr), le courant de l'électron s'écrit :

$$j^e_\mu(p_1, p_3) = - i e \, \bar{u}(p_3) \, \gamma_\mu \, u(p_1)$$

$u(p_1)$ et $\bar{u}(p_3)$ étant respectivement le spineur de l'électron incident et celui de l'électron diffusé, l'opérateur γ_μ représentant les matrices de Dirac.

Γ_μ étant un certain opérateur, le courant du proton peut, tout comme celui de l'électron, s'écrire formellement :

$$J^p_\mu(p_2, p_4) = - i e \, \bar{v}(p_4) \, \Gamma_\mu \, v(p_2)$$

$v(p_2)$ et $\bar{v}(p_4)$ étant les spineurs du proton respectivement avant et après la diffusion.

On voit que la détermination de M_1 se réduit à la connaissance de courant J^p_μ du proton ou plus exactement à la détermination de l'opérateur Γ_μ, puisque l'algèbre de Dirac définit et permet de calculer toutes les autres quantités.

b) *Expression générale du courant du proton. Introduction des facteurs de de forme*

La théorie de Yukawa impliquait (voir III - 1), et les expériences de Hofstadter ont montré clairement [20], que du point de vue électromagnétique le proton ne se comporte pas comme une particule ponctuelle.

En effet, si le courant d'un proton supposé particule de Dirac se trouve déterminé en faisant $\Gamma_\mu = \gamma_\mu$, on a pu montrer que le courant d'un proton

ponctuel doué d'un moment magnétique anormal k s'écrit correctement en faisant $\Gamma_\mu = \gamma_\mu + \frac{k}{2M} \sigma_{\mu\nu} q_\nu$ avec $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2} (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)$.

Or ni l'une, ni l'autre de ces expressions de Γ_μ ne conduit à une section efficace en accord avec les faits expérimentaux.

L'électron étant supposé ponctuel, force était donc d'admettre une certaine structure pour le proton. Cette structure inconnue se trouve schématisée par la boule dans le diagramme de Feynman (voir figure 1).

Foldy a trouvé [4] l'expression la plus générale de Γ_μ dans le cas d'un proton étendu et possédant un moment magnétique anormal k. Sa démonstration repose sur la conservation du quadricourant $\partial_\mu J_\mu^p = 0$, tient compte du fait que le proton est une particule de spin $\frac{1}{2}$ et impose à Γ_μ d'être un quadrivecteur invariant de Lorentz. Γ_μ s'écrit alors :

$$\boxed{\Gamma_\mu = \gamma_\mu F_1(q^2) + \frac{k}{2M} \sigma_{\mu\nu} q_\nu F_2(q^2)} \qquad (1)$$

Les fonctions $F_1(q^2)$ et $F_2(q^2)$ rendent compte de la structure électromagnétique du proton. En plus, et c'est là l'élément fondamental contenu dans l'expression de Γ_μ, deux fonctions et seulement deux fonctions réelles de la même variable q^2 déterminent cette structure. Ces deux fonctions s'appellent facteurs de forme. $F_1(q^2)$, appelé facteur de forme de Dirac, serait relié à la distribution de charge et de la partie normale du moment magnétique du proton ; $F_2(q^2)$, appelé facteur de forme de Pauli, serait relié à la distribution de la partie anormale de son moment magnétique. Les deux fonctions sont égales à l'unité dans la limite statique : $F_1(0) = F_2(0) = 1$.

c) *L'expression classique de la formule de Rosenbluth*

Γ_μ étant donné par l'expression (1), l'amplitude de transition M_1 se trouve déterminée. Pour la calculer explicitement il faut alors sommer sur les états finals de spin et moyenner sur les états initiaux de spin, puisque expérimentalement nous envoyons un faisceau d'électrons non polarisés sur une cible non polarisée et nous acceptons les électrons diffusés quelle que soit leur polarisation. La masse de l'électron étant négligeable devant son énergie (voir I - 2), on obtient alors la section efficace calculée pour la première fois par Rosenbluth, que nous écrirons avec Hofstadter sous la forme désormais classique :

$$\boxed{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = \left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 \frac{1}{E_1^2} \frac{\cos^2\frac{\theta}{2}}{\sin^4\frac{\theta}{2}} \frac{1}{1 + \frac{2E_1}{M}\sin^2\frac{\theta}{2}} \left\{ F_1^2 + \frac{q^2}{4M^2} \left[2(F_1 + kF_2)^2 \operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2} + k^2 F_2^2 \right] \right\}} \qquad (2)$$

d) *La section efficace de Mott*

Le terme :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 \frac{1}{E_1^2} \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{1}{1 + \frac{2E_1}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \qquad (3)$$

s'appelle la section efficace de Mott.

La formule de Mott est la forme que prend pour des électrons relativistes une relation plus générale établie par Mott vers 1929 en tenant compte du spin de l'électron, mais en négligeant le spin et le recul du centre ponctuel diffuseur :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 \frac{1}{m^2} \frac{1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{1 - \beta^2}{\beta^4}$$

pour $\beta \neq 1$ nous retrouvons, au terme de recul $\frac{1}{1 + \frac{2E_1}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}}$ près, la formule (3) de Mott,

pour $\beta \ll 1$ on aboutit à la célèbre formule de Rutherford :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 \frac{1}{4\, T_1^2} \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

T_1 énergie cinétique des électrons incidents.

On voit à travers ces formules le cheminement des idées, chacune représentant une approximation valable à un moment historique donné.

2 - LES FACTEURS DE FORME DE CHARGE $F_{ch}(q^2)$ ET DE MAGNETISME $F_m(q^2)$ DU PROTON

a) *Définition et sens des facteurs de forme $F_{ch}(q^2)$ et $F_m(q^2)$*

Comme l'a souligné récemment Yennie [21], la généralité de Γ_μ donné par l'expression (1) ne veut pas dire que c'est la seule façon de l'écrire. Quelle que soit la façon de le faire, cet opérateur s'exprime nécessairement au moyen de deux fonctions réelles de q^2 linéairement indépendantes dues à la structure du proton et que l'on pourrait appeler facteurs de forme. La généralité de Γ_μ fourni par l'expression (1) réside dans le fait que toute autre forme donnée à cette expression doit nécessairement pouvoir se réduire, par l'intermédiaire de l'équation de Dirac, à l'expression (1).

Il en résulte d'une part, que les "nouveaux" facteurs de forme sont nécessairement des combinaisons définies de F_1 et F_2, d'autre part, une ambiguité, en fait non encore entièrement résolue, sur le couple à préférer.

Quoique tout couple de facteurs de forme ainsi choisi "contient" toute la structure électromagnétique du proton, on est tenté de donner la préférence à celui qui se prête le mieux à une interprétation physique en termes de distribution spatiale de charge et de magnétisme.

Le couple $F_{ch}(q^2)$ et $F_m(q^2)$ qui s'est imposé dernièrement sous l'impulsion de Sachs [6] [22], et qui correspond à une expression de Γ_μ explicitée par Barnes [23], se trouve être relié à $F_1(q^2)$ et $F_2(q^2)$ par les relations :

$$\boxed{\begin{array}{ll} F_{ch}(q^2) = F_1(q^2) - \frac{q^2}{4M^2} k F_2(q^2) & F_{ch}(q^2) = G_E(q^2) \\ F_m(q^2) = \frac{F_1(q^2) + k F_2(q^2)}{\mu} & F_m(q^2) = \frac{G_M(q^2)}{\mu} \end{array}} \qquad (4)$$

Avec la normalisation :

$F_m(0) = F_{ch}(0) = 1$ $\quad \mu = 1 + k$ moment magnétique total

$k = 1,793$ moment magnétique anormal du proton.

La fonction F_{ch} (ou G_E) est appelée facteur de forme de charge

La fonction F_m (ou G_M) est appelée facteur de forme magnétique.

Sachs et ses collaborateurs ont souligné que les fonctions F_1 et F_2 n'ont pas de sens physique clair. En effet dans l'écriture du quadricourant $J^p_\mu(\vec{J}, \rho)$ au moyen de Γ_μ donné par (1) on distingue les propriétés "normales" du proton de ses propriétés "anormales". Or si on se souvient que du seul fait de sa charge, une particule de Dirac possède un moment magnétique normal, on se rend compte que dans cette écriture les propriétés électriques et magnétiques sont mélangées.

F_{ch} et F_m par contre sont respectivement reliées à la charge ρ et au courant $\vec{J}$ réalisant ainsi la séparation des propriétés électriques et magnétiques quelle que soit leur origine. En effet, selon ces auteurs, $F_{ch}(q^2)$ et $F_m(q^2)$ décrivent respectivement la distribution de la charge et du moment magnétique total du proton au repos. Plus précisément, les transformées de Fourier de $F_{ch}(q^2)$ et $F_m(q^2)$ peuvent être considérées comme étant respectivement les distributions spatiales de la charge et du moment magnétique total du proton, à condition de considérer les quadritransferts q comme des simples transferts dans un espace à trois dimensions.

$$\begin{array}{l} \rho(\vec{r}) \text{ étant la densité de charge} \\ \int \rho(\vec{r})\, d^3\vec{r} = 1 \end{array} \qquad (5)$$

On aurait :

$$\boxed{F_{ch}(q^2) = \int \rho(r)\, e^{i\vec{q}\vec{r}}\, d^3\vec{r}} \qquad (6)$$

$$\rho(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int F_{ch}(q^2)\, e^{-i\vec{q}\vec{r}}\, d^3\vec{q} \qquad (7)$$

et des expressions analogues pour la densité de magnétisme.

b) *Autre écriture de la formule de Rosenbluth. Avantages pratiques du choix de F_{ch} et F_m*

C'est une simple question d'algèbre que d'exprimer la formule de Rosenbluth au moyen de $F_{ch}(q^2)$ et $F_m(q^2)$. En effet (2) donne en tenant compte de (3) et (4) :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left\{ \frac{F_{ch}^2(q^2) + \left[\frac{q^2}{4M^2}\mu^2 F_m^2(q^2)\right]}{1 + \frac{q^2}{4M^2}} + 2\left[\frac{q^2}{4M^2}\mu^2 F_m^2(q^2)\right] tg^2\frac{\theta}{2} \right\} \quad (8)$$

Ecrite sous cette forme, on voit que la section efficace de Rosenbluth ne contient plus de termes croisés ; elle s'exprime uniquement en fonction des sommes des carrés des facteurs de forme de charge et de magnétisme.

Il en résulte que ces facteurs de forme sont expérimentalement mieux définis et donc plus utiles, la corrélation d'erreurs étant moins grande dans le cas du couple F_{ch} , F_m que dans le cas de celui de F_1 , F_2.

Nous reviendrons sur la déduction des facteurs de forme de charge et de magnétisme à partir des sections efficaces expérimentales, la formule (8) jouant un rôle fondamental (voir V - 5).

c) *Objections ; conclusion*

Nous avons déjà signalé que l'ambiguïté dans le choix du couple des facteurs de forme n'est pas entièrement résolue. Dans le travail de Yennie et al [5] cette ambiguïté apparaît déjà clairement : F_1, F_{ch} et $F'_{ch} = \left(\frac{1}{1+\frac{q^2}{4M^2}}\right)^{1/2} F_{ch}$ sont introduits sans qu'une préférence puisse être donnée. Plus récemment Yennie [21] en accordant une préférence aux facteurs de forme de Sachs (F_{ch} et F_m), a cependant souligné que la notion de distribution spatiale statique de charge devient ambiguë pour des distances plus petites que la longueur d'onde Compton du proton (c'est-à-dire pour des transferts plus grands que $\sim 20\ f^{-2}$). Tout récemment Gourdin [24] a développé des arguments en faveur du troisième couple introduit dans [5], c'est-à-dire le couple :

$$F'_{ch} = \left(\frac{1}{1+\frac{q^2}{4M^2}}\right)^{1/2} F_{ch}$$

$$F'_m = \left(\frac{1}{1+\frac{q^2}{4M^2}}\right)^{1/2} F_m \quad (9)$$

En tenant compte des arguments développés dans a) et dans b) nous analyserons nos résultats en termes de F_{ch} et F_m, en constatant que dans le domaine que nous avons exploré, c'est-à-dire, comme on verra, pour $q^2 < 10\ f^{-2}$, les facteurs de forme de Sachs échappent pratiquement aux objections de Yennie et sont peu différents de ceux proposés par Gourdin. Ces derniers peuvent du reste être rigoureusement déterminés à partir de F_{ch} et F_m par les relations (9) avec pratiquement les mêmes erreurs relatives. Quant à F_1 et F_2,

leurs valeurs, sinon les erreurs, peuvent se déduire de F_{ch} et F_m à l'aide des relations (4).

3 - LES RAYONS CARRE MOYEN DES DISTRIBUTIONS DE CHARGE ET DE MAGNETISME DU PROTON

Le facteur de forme $F_{ch}(q^2)$ permet, en principe, de déterminer le rayon carré moyen de la distribution de charge $\langle r_{ch}^2 \rangle^{1/2}$ défini par :

$$\langle r_{ch}^2 \rangle = \int \rho(\vec{r})\ r^2\, d^3\vec{r} \tag{10}$$

La distribution de charge du proton étant à symétrie sphérique (particule de spin $\frac{1}{2}$), (5) et (10 s'écrivent :

$$1 = \int \rho(r)\ 4\pi\, r^2 dr$$

$$\langle r_{ch}^2 \rangle = \int \rho(r)\ r^2\, 4\pi\, r^2 dr$$

(6) donne après intégration sur les angles :

$$F_{ch} = \int \rho(r)\ \frac{\sin qr}{qr}\ 4\pi\, r^2 dr$$

et en prenant un développement de sin qr :

$$F_{ch} = \int \rho(r)\ 4\pi\, r^2 dr - \frac{q^2}{3!} \int \rho(r)\ r^2\, 4\pi\, r^2 dr + \frac{q^4}{5!} \int \rho(r)\ r^4\, 4\pi\, r^2 dr$$

Soit :

$$F_{ch} = 1 - \frac{q^2}{6} \langle r_{ch}^2 \rangle + \frac{q^4}{5!} \int \rho(r)\ r^4\, 4\pi\, r^2 dr \ldots$$

On en déduit que :

$$\boxed{\langle r_{ch}^2 \rangle = -\ 6 \left(\frac{dF_{ch}}{dq^2} \right)_{q^2=0}} \tag{11}$$

Cette formule qui est rigoureuse suppose que l'on sache déterminer une expression analytique de $F_{ch}(q^2)$ valable pour $q^2 \longrightarrow 0$.

Si par contre on tient compte du fait que pour q^2 petit les termes en q^4 etc. sont petits devant le terme en q^2, F_{ch} ne dépend pas pour ces transferts de $\rho(r)$ et on a :

q^2 petit

$$\boxed{F_{ch} \# 1 - \frac{q^2}{6} \langle r_{ch}^2 \rangle} \tag{12}$$

La détermination de $\langle r_{ch}^2 \rangle^{1/2}$ par cette relation est facile, malheureusement ne connaissant pas $\rho(r)$ on ne sait pas si les termes omis étaient vraiment négligeables. En fait on n'est sûr de cette relation que pour $q^2 \longrightarrow 0$.

On voit ainsi que quelle que soit la façon d'aborder le problème, la détermination du rayon carré moyen de la distribution de charge est délicate et conduit expérimentalement au problème de la mesure précise de F_{ch} pour des q^2 aussi faibles que possible. Nous reviendrons sur cette question au cours de l'analyse (voir VII - 5, VIII - 5).

On définit de manière analogue un rayon carré moyen de la distribution de magnétisme $\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$.

On a :

$$\langle r_m^2 \rangle = - 6 \left(\frac{dF_m}{dq^2} \right)_{q^2=0} \tag{13}$$

pour q^2 petit :

$$F_m \# 1 - \frac{q^2}{6} \langle r_m^2 \rangle \tag{14}$$

La détermination de $\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$ présente des difficultés analogues.

4 - LE CAS DU NEUTRON

Tout comme pour le proton on peut décrire la structure électromagnétique du neutron à l'aide de deux facteurs de forme :

$$F_{ch}^n(q^2) = F_1^n(q^2) - \frac{q^2}{4M^2} k^n F_2^n(q^2) \qquad F_{ch}^n(q^2) = G_E^n(q^2)$$

$$F_m^n(q^2) = \frac{F_1^n(q^2) + k^n F_2^n(q^2)}{\mu^n} \qquad F_m^n(q^2) = \frac{G_M^n(q^2)}{\mu^n}$$

Avec la normalisation $F_m^n(0) = 1$

$F_{ch}^n(0) = 0$ puisque la charge totale du neutron est nulle

$\mu^n = 0 + k^n = k^n$ moment magnétique total du neutron

$k^n = - 1,913$ moment magnétique anormal.

Les facteurs de forme F_{ch}^n et F_m^n représentent dans l'esprit de Sachs [22] les transformées de Fourier respectivement de la charge et du moment magnétique du neutron avec les réserves que cela peut comporter et que nous avons signalées pour le proton.

Tout comme pour le proton on peut définir un rayon carré moyen de la distribution de charge du neutron $\langle r_{ch}^2 \rangle^{1/2}$. On a :

$$\langle r_{ch}^2 \rangle_{neutron} = - 6 \left(\frac{dF_{ch}^n}{dq^2} \right)_{q^2=0}$$

Les expériences de diffusion des neutrons lents sur les électrons atomiques ont permis de mesurer dès 1947 l'interaction neutron-électron. Sou-

mises à diverses vérifications, elles ont conduit à une valeur particulièrement précise [25] du rayon carré moyen de la distribution de charge du neutron. Le résultat peut s'écrire :

$$\left(\frac{dF^n_{ch}}{dq^2}\right)_{q^2=0} = 0,021 \pm 0,001$$

ce qui correspond à $|\langle r^2_{ch}\rangle_{neutron}|^{1/2} = 0,35 \pm 0,01$ fermi.

Les expériences de diffusion des électrons sur les neutrons, type diffusion électron-proton, sont difficiles puisqu'il n'existe pas de cible formée de neutrons libres. Il en résulte que les courbes expérimentales de variation des facteurs de forme du neutron avec q^2 sont connues actuellement avec une précision moindre que celles du proton à cause des erreurs et de la dispersion des résultats. Une revue récente des résultats sur le neutron peut être trouvée dans [17] (voir aussi IX - 4).

5 - VALIDITE DE LA FORMULE DE ROSENBLUTH

a) *Contribution due à l'échange de deux photons. Prévisions théoriques.*

Nous avons rappelé (voir II - 1.a) que la formule de Rosenbluth est basée sur l'approximation de Born qui correspond à l'échange d'un seul photon. Dans l'amplitude M de la transition on ne garde que le terme $M_1 = \alpha A_B$.

La considération de l'échange de deux photons, représenté par le diagramme ci-après (figure 2), revient à tenir compte dans le développement de M en série du terme suivant $M_2 = \alpha^2 A_C$.

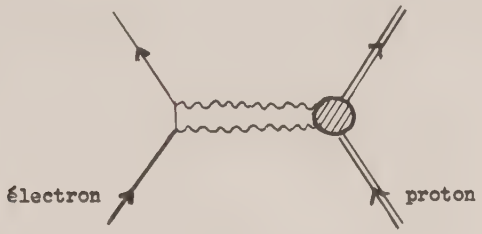


Fig. 2 - Diagramme d'échange de deux photons.

En tenant compte de ces deux termes, la section efficace est proportionnelle à $|\alpha A_B + \alpha^2 A_C|^2$. On a, c désignant une constante de proportionnalité [26] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = c\,\{\alpha^2 |A_B|^2 + 2\alpha^3 \,\mathrm{Re}\, A_B^* A_C + \alpha^4 |A_C|^2\}$$

La petitesse de la constante de structure fine α, fait que le terme en α^4 est vraiment négligeable [26], de sorte que le problème de la validité de la formule de Rosenbluth se ramène à savoir si le terme en α^3 est négligeable ou non devant le terme en α^2.

Il n'existe pas actuellement de calcul précis du terme en α^3. Selon des considérations de Drell et de Fubini [27], en négligeant ce terme on commet-

trait une erreur sur la section efficace inférieure à 1 % pour des énergies allant jusqu'à 1 GeV.

b) *Vérifications expérimentales*

La mise en évidence de ce terme est difficile. Trois méthodes ont été mises en œuvre :

- Variation linéaire de $\frac{d\sigma}{d\Omega}\Big/\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}$ en fonction de $tg^2\frac{\theta}{2}$

C'est en effet une condition nécessaire de validité de la formule de Rosenbluth. Mais la réciproque n'est pas vraie. Gourdin et Martin [28] ont montré que la variation linéaire en $tg^2\frac{\theta}{2}$ porte un caractère plus général. Il pourrait se produire que la linéarité soit satisfaite, conduisant ainsi expérimentalement à déduire deux "facteurs de forme", mais que leur interprétation en termes de structure électromagnétique n'ait plus le sens habituel.

La vérification de la linéarité en vue de mise en évidence du terme en α^3 n'est significative, d'après ces auteurs (voir aussi Yennie [21]), que pour des faibles angles, c'est-à-dire (à q^2 donné) pour des grandes énergies. De telles expériences réalisées récemment à Cornell [29] et à Harvard [30] sont en accord impressionnant avec une variation linéaire et parlent en faveur de la petitesse du terme en α^3.

- Comparaison des sections efficaces de diffusion électron-proton et positron-proton.

Théoriquement les deux sections efficaces diffèrent seulement par le signe du terme en α^3 [26]. C'est-à-dire dans les mêmes conditions expérimentales, on a :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{e^+p} = c\,\{\alpha^2\,|A_B|^2 - 2\alpha^3\,\mathrm{Re}\,A_B^*\,A_C\}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{e^-p} = c\,\{\alpha^2\,|A_B|^2 + 2\alpha^3\,\mathrm{Re}\,A_B^*\,A_C\}$$

Des expériences mesurant le rapport de ces sections efficaces ont été réalisées à Stanford. Yount et Pine [31] ont montré que pour des énergïes de l'ordre de 300 MeV et des transferts allant jusqu'à $q^2 \sim 5\ f^{-2}$, le rapport $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{e^+p}\Big/\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{e^-p}$ est égal ou compatible avec l'unité à quelques % près. Leur conclusion était qu'avec une précision de l'ordre de 2 % il n'y a pas d'évidence pour un terme en α^3. Plus récemment Browman et al [32] ont réalisé des expériences à des énergies plus élevées. Ils trouvent à ~ 500 MeV et pour $q^2 = 3,5\ f^{-2}$ $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{e^+p}\Big/\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{e^-p} = 0,98 \pm 0,03$, mais à 850 MeV et pour $q^2 = 19,5\ f^{-2}$ $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{e^+p}\Big/\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{e^-p} = 1,08 \pm 0,04$, c'est-à-dire un écart de l'unité de 2 erreurs standard.

- La mesure de la polarisation du proton de recul

On montre que pour des électrons incidents non polarisés diffusés par des protons non polarisés, la polarisation du proton de recul est nulle dans l'approximation de Born. La mesure de cette polarisation est donc une mesure de la validité de cette approximation. Une telle expérience pour des énergies des électrons incidents de 950 MeV à un quadritransfert $q^2 = 16\ f^{-2}$ a été réalisée à Orsay par Bizot et al [33]. Le résultat de l'analyse définitive $P = 0,040 \pm 0,027$, est compatible avec une valeur nulle [34].

c) *Conclusions ; remarques*

De l'ensemble de ces considérations on peut conclure qu'il n'y a pas d'évidence flagrante de la non-validité de la formule de Rosenbluth et qu'en particulier dans le domaine de transferts modérés, tels que $q^2 < 10\ f^{-2}$, il est parfaitement légitime de supposer la formule de Rosenbluth rigoureuse en ayant présent dans l'esprit qu'un écart au plus de 1 % n'est pas exclu.

Pour finir avec la question de validité de la formule de Rosenbluth il ne reste qu'à faire deux remarques :

La première est que cette formule n'a de sens qu'en admettant les lois de l'électrodynamique quantique, ce qui suppose essentiellement que l'électron est une particule ponctuelle. S'il s'avérait que l'électron ait une structure, l'analyse de la diffusion électron-proton uniquement en termes de facteurs de forme du proton pourrait cesser d'être valable [35]. La conclusion pratique est que les résultats des expériences doivent avant tout être donnés en termes des sections efficaces qui elles, restent valables même dans cette éventualité.

La deuxième remarque est relative aux corrections radiatives que nous verrons en détail au chapitre V. Notons seulement ici que la diffusion électron-proton est toujours accompagnée d'autres phénomènes parmi lesquels le plus important est le rayonnement de l'électron dans le champ du proton diffuseur. La section efficace effectivement observée expérimentalement n'est donnée par la formule de Rosenbluth qu'après avoir corrigé cette formule de façon à tenir compte de ces phénomènes. Il est quelque peu artificiel, mais cela est plus pratique et revient au même, de raisonner comme si on était en présence d'une diffusion pure sans phénomènes "parasites" en englobant les corrections dans les résultats expérimentaux. Cela conduit aux sections efficaces expérimentales corrigées. C'est celles-ci que nous aurons en vue en disant que la section efficace expérimentale est égale à celle donnée par la formule de Rosenbluth.

III. – LA STRUCTURE ÉLECTROMAGNÉTIQUE DU PROTON : RECHERCHE D'UNE EXPRESSION THÉORIQUE DES FACTEURS DE FORME

Nous avons vu que la structure électromagnétique du proton est entièrement contenue dans les facteurs de forme $F_{ch}(q^2)$ et $F_m(q^2)$. Le but des expériences de diffusion e-p n'est autre que la détermination précise des courbes de variation de ces fonctions avec le quadritransfert. La connaissance ainsi obtenue est purement phénoménologique, elle ne nous apprend rien sur le mécanisme qui conduit à telle distribution de la charge et du courant "dans" le proton plutôt que telle autre.

Imaginer un tel mécanisme, en déduire des expressions des facteurs de forme, comparer ces expressions théoriques avec les courbes expérimentales, représentent autant de problèmes que diverses théories ont essayé de résoudre.

1 - LA THEORIE MESONIQUE A UN PION

a) *Succès qualitatif*

La théorie introduite par Yukawa vers 1935 selon laquelle les forces nucléaires seraient dues à l'échange de mésons entre nucléons impliquait une structure électromagnétique aussi bien pour le neutron que pour le proton [36]. En effet selon cette théorie le nucléon physique (p , n) passe une certaine fraction du temps dans un état dissocié en un méson π et un nucléon ponctuel, encore appelé le nucléon nu ou cœur (p , n), conformément à des schémas symétriques [5] :

$$p \rightleftarrows n + \pi^+ \qquad p \rightleftarrows n + \pi^\circ$$

$$n \rightleftarrows p + \pi^- \qquad n \rightleftarrows n + \pi^\circ$$

L'émission (virtuelle) d'un méson correspond à une augmentation de l'énergie du système au moins égale à $\Delta E = m_\pi = 137$ MeV. Ce processus se produisant sans que le nucléon reçoive de l'énergie de l'extérieur n'est possible que si la durée du processus Δt est reliée à ΔE par la relation d'incertitude $\Delta E \, \Delta t \sim 1$. On voit que l'émission (ou l'absorption) virtuelle d'un méson par un nucléon est un phénomène bref et que la distance entre le méson émis et le nucléon nu est de l'ordre de la longueur Compton du méson :

$$\lambda\!\!\!^{-} = \frac{1}{m_\pi} = 1,4 \text{ Fermi}$$

Ainsi l'émission et l'absorption virtuelles de mésons conduisent statistiquement à l'existence d'un nuage de mésons autour du nucléon. Qualitativement on avait là une interprétation des moments magnétiques anormaux des nucléons et de l'extension du nucléon physique donnée par l'extension de nuage mésonique.

On a pu sur cette base envisager divers modèles du nucléon. Un des plus simples consistait à supposer le nucléon formé d'un cœur ponctuel de charge $+\frac{1}{2}$ e entouré statistiquement d'un nuage de mésons π de charge $+\frac{1}{2}$ e pour le proton et $-\frac{1}{2}$ e pour le neutron.

b) *Echec quantitatif*

A ce titre deux séries d'expériences ont joué un rôle fondamental :

D'une part les expériences mesurant l'interaction neutron-électron [25] ont conduit à un rayon carré moyen de charge du neutron de 0,35 fermi.

D'autre part la détermination par Hofstadter [1] du rayon carré moyen de charge du proton qu'il a estimé à environ 0,8 fermi et qui est très voisin des estimations les plus récentes [13].

Ainsi les rayons carré moyen de charge des nucléons sont trop différents et trop faibles pour être interprétés en termes d'interaction avec un seul méson π. Il n'a pas été possible de trouver un accord avec l'expérience par raffinement de la théorie [25], mais des mesures plus étendues et des considérations théoriques plus profondes [37] ont conduit à supposer l'existence hypothétique de systèmes de mésons qui pourraient expliquer les résultats expérimentaux.

2 - LES FACTEURS DE FORME ISOTOPIQUES

Ces mésons hypothétiques représenteraient des états résonnants formés d'un certain nombre de pions. Lors de la diffusion électron-nucléon l'échange du photon virtuel se ferait par leur intermédiaire. Il en résulte que le spin et la parité d'un état résonnant, candidat possible, doivent être ceux du photon qui le crée, soit $J = 1^-$. On montre par ailleurs [38] que leur spin isotopique ne peut être que 0 ou 1. Les états avec $T = 0$ sont formés d'un nombre impair de pions et contribuent uniquement à la partie isoscalaire de la structure électromagnétique du nucléon, c'est-à-dire les fonctions décrivant cette partie de la structure sont les mêmes pour le proton et pour le neutron. Les états avec le spin isotopique $T = 1$ sont formés d'un nombre pair de pions et contribuent uniquement à la partie isovectorielle de la structure électromagnétique, c'est-à-dire les fonctions qui la décrivent changent de signe quand on passe du proton au neutron.

On est conduit ici à définir quatre fonctions, appelées facteurs de forme isotopiques, deux fonctions isoscalaires G_E^s et G_M^s, et deux fonctions isovectorielles G_E^v et G_M^v, ces fonctions étant reliées aux facteurs de forme des nucléons par les relations :

$$
\begin{aligned}
G_E^p(q^2) &= G_E^s(q^2) + G_E^v(q^2) & F_{ch}^p(q^2) &= G_E^p(q^2) \\
G_M^p(q^2) &= G_M^s(q^2) + G_M^v(q^2) & F_m^p(q^2) &= \frac{G_M^p(q^2)}{\mu^p} \\
G_E^n(q^2) &= G_E^s(q^2) - G_E^v(q^2) & F_{ch}^n(q^2) &= G_E^n(q^2) \\
G_M^n(q^2) &= G_M^s(q^2) - G_M^v(q^2) & F_m^n(q^2) &= \frac{G_M^n(q^2)}{\mu^n}
\end{aligned}
\qquad (1)
$$

$$\mu^p = 2,793 \qquad \mu^n = -1,913$$

et puisque $F_{ch}^p(0) = F_m^p(0) = F_m^n(0) = 1$ et $F_{ch}^n(0) = 0$

on a : $G_E^s(0) = 0,5 \qquad G_E^v(0) = 0,5$

$$G_M^s(0) = 0,44 \qquad G_M^v(0) = 2,353$$

3 - EXPRESSION DES FACTEURS DE FORME ISOTOPIQUES

L'expression théorique des facteurs de forme isotopiques a été obtenue sur la base de la théorie de dispersion et est intimement liée à la physique des interactions fortes. Cette théorie prédit que les résonances qui, en tant qu'intermédiaires, seraient responsables de la structure électromagnétique du nucléon, doivent sa manifester dans des réactions telles que π-π, π-N, et relie en quelque sorte deux domaines totalement différents. Elle montre [39] que si les résonances sont étroites, les facteurs de forme isotopiques s'écrivent sous la forme de Clementel et Villi [40]

et on a :

$$
\left.
\begin{aligned}
G_E^s(q^2) &= 0,5 \left[\left(1 - \sum_k \alpha_k\right) + \sum_k \frac{\alpha_k}{1 + \frac{q^2}{(m_s^2)_k}} \right] \\
G_M^s(q^2) &= 0,44 \left[\left(1 - \sum_k \beta_k\right) + \sum_k \frac{\beta_k}{1 + \frac{q^2}{(m_s^2)_k}} \right] \\
G_E^v(q^2) &= 0,5 \left[\left(1 - \sum_k \gamma_k\right) + \sum_k \frac{\gamma_k}{1 + \frac{q^2}{(m_v^2)_k}} \right] \\
G_M^v(q^2) &= 2,353 \left[\left(1 - \sum_k \delta_k\right) + \sum_k \frac{\delta_k}{1 + \frac{q^2}{(m_v^2)_k}} \right]
\end{aligned}
\right\} \qquad (2)
$$

Les m_s, m_v, représentent les masses des mésons (résonances) cherchés ; les α, β, γ, δ, sont reliés aux constantes de couplage γ-méson et méson-nucléon. C'est par l'intermédiaire de ces paramètres que les expériences du domaine des interactions fortes sont reliées aux expériences de

diffusion électron-proton. Leur détermination est donc de première importance pour la validité de cette théorie.

4 - LES MESONS ρ, ω ET φ ET LES FACTEURS DE FORME DU PROTON

Les mésons du type prédit ont été effectivement observés dans des réactions telles que $\pi^- p$, $\bar{p}p$ [41], [42], [43].

On connait actuellement une résonance à 2π :

- le méson ρ

$T = 1 \quad J = 1^- \quad m_\rho = 763 \pm 4$ MeV $\quad \Gamma_\rho = 106 \pm 5$ MeV

et deux résonances à 3π :

- le méson ω

$T = 0 \quad J = 1^- \quad m_\omega = 782,8 \pm 0,5$ MeV $\quad \Gamma_\omega = 9,4 \pm 1,7$ MeV

- le méson φ

$T = 0 \quad J = 1^- \quad m_\varphi = 1019,5 \pm 0,3$ MeV $\quad \Gamma_\varphi = 3,1 \pm 0,6$ MeV

Les masses m et les largeurs des résonances Γ ci-dessus indiquées sont celles données par les tables les plus récentes (voir : tables UCRL-8030 juin 1964).

En admettant que ces mésons et eux seuls interviennent on trouve aisément d'après les deux paragraphes qui précèdent les facteurs de forme des nucléons. Ceux du proton s'écrivent :

$$F_{ch}(q^2) = (1 - a_\omega - a_\varphi - a_\rho) + \frac{a_\omega}{1 + \frac{q^2}{m_\omega^2}} + \frac{a_\varphi}{1 + \frac{q^2}{m_\varphi^2}} + \frac{a_\rho}{1 + \frac{q^2}{m_\rho^2}}$$

$$F_m(q^2) = (1 - b_\omega - b_\varphi - b_\rho) + \frac{b_\omega}{1 + \frac{q^2}{m_\omega^2}} + \frac{b_\varphi}{1 + \frac{q^2}{m_\varphi^2}} + \frac{b_\rho}{1 + \frac{q^2}{m_\rho^2}} \qquad (3)$$

m_ω, m_φ m_ρ représentent ici les masses observées de ces mésons. Les termes $(1 - a_\omega - a_\varphi - a_\rho)$ et $(1 - b_\omega - b_\varphi - b_\rho)$ traduisent la partie de la structure du proton indépendante du quadritransfert, tout comme le serait un proton ponctuel : c'est ce que l'on appelle le "cœur dur" du proton (et plus généralement du nucléon).

Diverses tentatives ont été faites pour trouver un accord entre les expressions précédentes (3) et les courbes expérimentales [44], [45]. En tenant compte des récentes mesures de Harvard à très haut transfert qui parlent en faveur d'absence de "cœurs durs" [9] $(1 - a_\omega - a_\varphi - a_\rho \neq 0,\ 1 - b_\omega - b_\varphi - b_\rho \neq 0)$, il n'est pas possible de trouver un accord satisfaisant sans introduire sous une forme ou sous une autre des résonances supplémentaires.

Si on se refuse d'ajouter des résonances non établies fermement, et à ce

propos il faut se rappeler que plus on introduit de résonances plus on a des paramètres libres qui rendent ainsi l'accord avec les courbes expérimentales meilleur et ceci que la théorie soit juste ou fausse [46], les courbes expérimentales imposent des masses plus faibles dont la signification n'est pas claire.

5 - MASSES "EFFECTIVES" DES RESONANCES OU RESONANCES ENCORE INCONNUES

Le modèle de Clementel et Villi n'est valable théoriquement que dans la limite où les résonances peuvent être assimilées à des fonctions δ. Cette approximation est raisonnable pour les résonances étroites ω et φ ; elle l'est bien moins dans le cas de la résonance ρ qui est très large (voir paragraphe précédent). On a essayé d'en tenir compte, en représentant cette résonance toujours par une fonction δ, mais avec une masse moindre que la masse observée ; Kirson [45] l'évalue à environ 710 MeV soit $m_\rho^2 \# 13\ f^{-2}$.

a) *Masse "effective" de la résonance* ρ

La conclusion des physiciens de Harvard [9] selon laquelle le nucléon n'aurait pas de "cœur dur", rend impossible un accord satisfaisant entre les résultats expérimentaux et une formule de Clementel et Villi à trois pôles, même en tenant compte de la largeur de la résonance ρ. L'accord entre l'expérience et une telle formule ne semble possible qu'en traitant la masse de la résonance ρ comme paramètre libre : la masse imposée par les expériences est de l'ordre ou inférieure à 600 MeV [47]. Cette masse ne pouvant qu'être partiellement interprétée par la largeur de la résonance, conduit à la notion de masse effective" de la résonance ρ. Voir aussi [48].

b) *L'existence hypothétique d'une deuxième résonance isovectorielle*

La découverte d'une résonance vers 1220 MeV, dont on ne connait que depuis quelques mois les nombres quantiques, rendait plausible l'existence d'une deuxième résonance isovectorielle. Dans cette hypothèse on aurait deux résonances isoscalaires ω et φ, et deux résonances isovectorielles ρ et ρ'. On est alors conduit à comparer les résultats expérimentaux avec une formule de Clementel et Villi à 4 pôles, qui, en absence de "cœur dur" tant pour le proton que pour le neutron, peut s'écrire d'après ce qui précède (voir III - 2, 3) :

$$G_E^{p,n} = 0,5 \left(\frac{a}{1 + \frac{q^2}{m_\omega^2}} + \frac{1-a}{1 + \frac{q^2}{m_\varphi^2}} \right) \pm 0,5 \left(\frac{b}{1 + \frac{q^2}{m_\rho^2}} + \frac{1-b}{1 + \frac{q^2}{m_{\rho'}^2}} \right)$$

$$G_M^{p,n} = 0,44 \left(\frac{\alpha}{1 + \frac{q^2}{m_\omega^2}} + \frac{1-\alpha}{1 + \frac{q^2}{m_\varphi^2}} \right) \pm 2,353 \left(\frac{\beta}{1 + \frac{q^2}{m_\rho^2}} + \frac{1-\beta}{1 + \frac{q^2}{m_{\rho'}^2}} \right)$$

Plusieurs tentatives ont été faites dans ce sens [49], [50], [9]. Dans [49] et [50] la masse de la résonance hypothétique ρ' est prise voisine de 1220 MeV ($m_{\rho'}^2 \sim 37\ f^{-2}$). On sait maintenant que la résonance correspondant à cette masse ne convient pas. Dans [9], on prend $m_{\rho'}^2 = 23\ f^{-2}$, cette masse donnerait selon ces auteurs l'accord avec l'expérience le moins mauvais. Dans

[50] et [9] on tient compte du résultat expérimental $\left(\frac{dG_E^n}{dq^2}\right)_{q^2=0} = 0,021$ (voir II – 4) et deux conditions théoriques [51] :

$$G_E^{p,n}(-4M^2) = G_M^{p,n}(-4M^2)$$

Les masses des résonances étant fixées, les 4 paramètres a, b, α, β étant reliés par les trois conditions qui précèdent, on dispose d'un paramètre libre que l'on fait varier de façon à réaliser un accord avec l'expérience. L'accord trouvé n'est pas très bon.

Nous pensons avoir montré dans quel esprit on essaie actuellement d'interpréter les résultats et les difficultés que l'on rencontre. Après avoir présenté nos expériences et donné les résultats de celles-ci, nous décrirons, dans cet ordre d'idées, nos tentatives de trouver un meilleur accord entre la théorie et les expériences.

DEUXIÈME PARTIE

EXPÉRIENCES

IV. — LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

1 - L'ACCELERATEUR LINEAIRE ; SCHEMA D'UNE EXPERIENCE

a) *L'accélérateur linéaire*

Le faisceau direct d'électrons de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay [52] peut être dévié dans une des trois salles de cibles actuellement utilisables (figure 1). L'énergie maximum disponible dans ces salles est respectivement 250 MeV, 500 MeV et 1 GeV. La déviation est réalisée par un système de deux (salles "250 MeV" et "500 MeV") ou de trois (salle "1 GeV") électro-aimants [53].

Un système de fentes variables placées entre les aimants de déviation permet de choisir une bande passante d'énergie ΔE_o autour de la valeur E_o. La détermination précise de E_o est un problème fondamental que nous discutons plus loin. La précision de nos expériences exigeait des électrons quasi-monoénergétiques. La bande passante d'énergie était dans toutes nos expériences inférieure à 0, 5 % : le plus souvent on avait $\frac{\Delta E_o}{E_o} = 0,3$ %. Le courant dévié correspondant à cette résolution est de l'ordre de 0, 1 μA. Un collimateur placé à l'entrée du premier aimant délimite les dimensions transversales du faisceau dévié. L'ouverture du collimateur étant de 8 mm × 8 mm, les dimensions transversales du faisceau (sur la cible) étaient très faibles, de l'ordre de 2 mm de hauteur sur 4 mm de largeur.

Les électrons sont fournis par impulsions à raison de 50 impulsions par seconde, la durée de chaque impulsion étant de 1 μs.

Nous avons réalisé des expériences dans les trois salles de cibles. Leur équipement, aux dimensions près, est analogue ; il est caractérisé avant tout par la présence d'un spectromètre (2 dans la salle "500 MeV") et d'un cylindre de Faraday. Les spectromètres sont à double focalisation, sauf celui de la salle "1 GeV" qui est à triple focalisation, ce qui ne change d'ailleurs rien au schéma général d'une expérience de diffusion avec détection des électrons.

b) *Le schéma d'une expérience*

Le faisceau incident d'électrons d'énergie E_o, dont nous venons de rappeler les caractéristiques, vient frapper une cible oscillante de polythène, située au centre de rotation d'un spectromètre, puis traverse un mesureur à électrons secondaires et peut être arrêté par un cylindre de Faraday (figure 2).

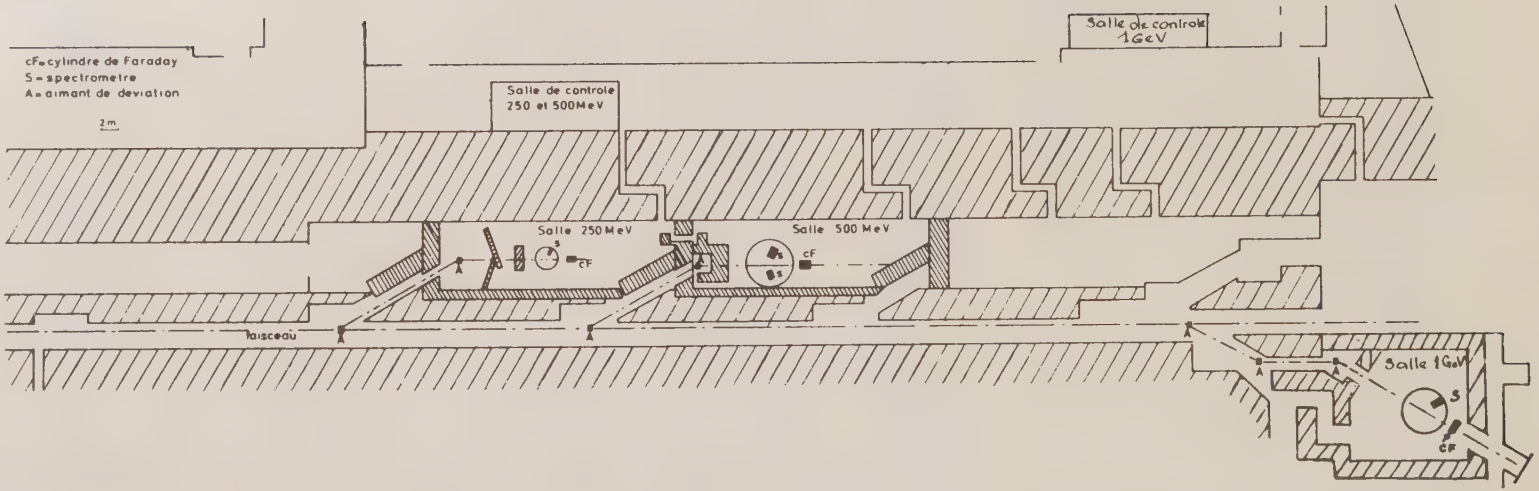


Fig. 1 - l'Accélérateur Linéaire (salles de cibles "250 MeV", "500 MeV" et "1 GeV").

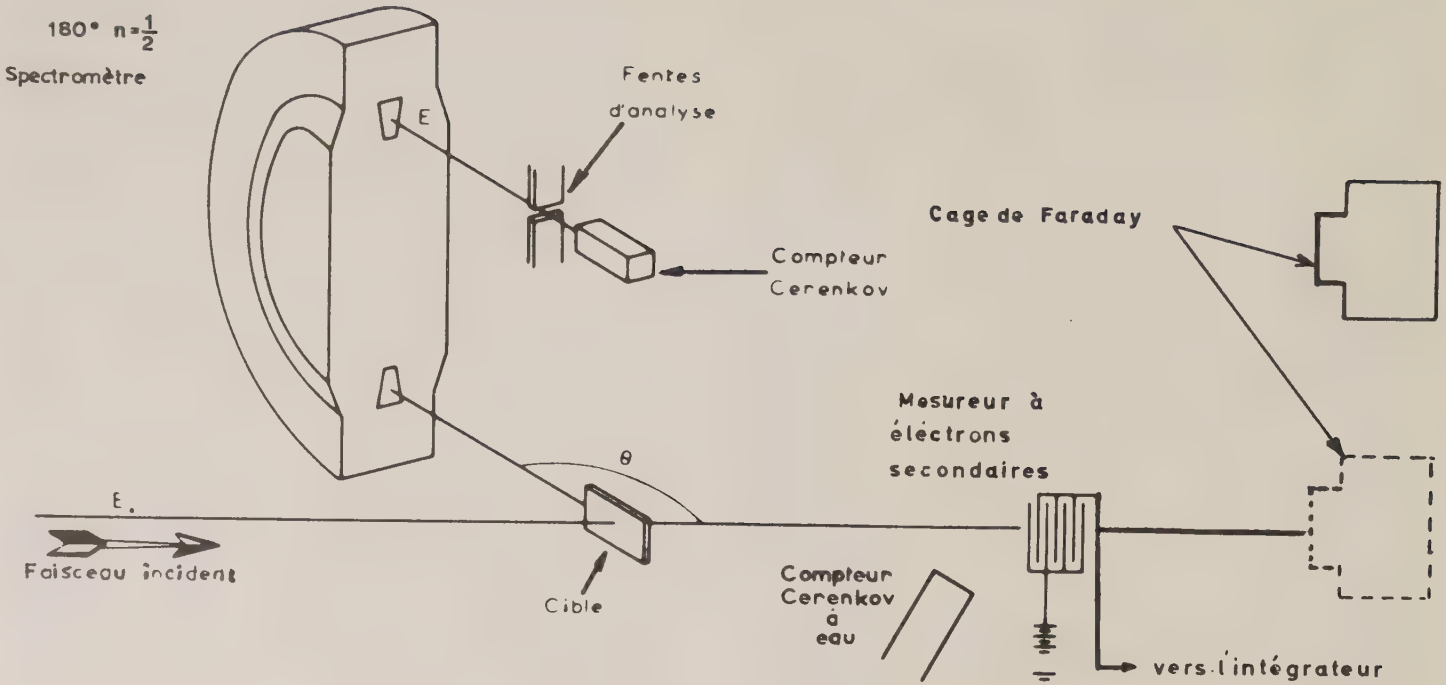


Fig. 2 - Le dispositif expérimental.

Les électrons diffusés à l'angle θ sont analysés en énergie par le spectromètre, puis traversent des fentes d'analyse grandement ouvertes (voir V - 1.b) avant d'atteindre un compteur Cerenkov.

Deux écrans fluorescents, l'un pouvant occuper la position de la cible (voir IV - 4.c), l'autre étant placé derrière le mesureur à électrons secondaires, sont vus par des caméras de télévision. Leurs centres étant alignés au théodolite sur l'axe du faisceau à $\frac{1}{2}$ mm près, la tache du faisceau incident est au centre $\left(\text{à } \frac{1}{2} \text{ mm près}\right)$ aussi bien sur l'un que sur l'autre écran. L'utilité de ce deuxième écran est à souligner. Il permet avant tout de déceler tout défaut d'alignement. Celui-ci étant correct (ou éventuellement corrigé) au début de l'expérience, la présence de cet écran permet de voir les déplacements éventuels de la tache au cours de l'expérience. De tels déplacements se produisent parfois. Suivant leur amplitude des corrections s'imposent ou la mesure est à refaire. Ces déplacements, correspondant à des instabilités de direction du faisceau incident, peuvent se répercuter sur l'énergie, sur l'angle de diffusion et sur l'efficacité du mesureur à électrons secondaires. Nous reviendrons sur ce dernier point qui nous semble important (voir IV - 3.b).

La plupart des appareils que nous venons de mentionner ont été largement décrits dans le passé [54]. En conséquence, nous caractérisons ces appareils uniquement du point de vue des paramètres qui interviennent directement dans nos mesures et leur précision, en renvoyant pour des descriptions plus complètes aux publications antérieures.

2 - LES SPECTROMETRES ; PRECISION SUR L'ANGLE SOLIDE, L'ANGLE DE DIFFUSION ET L'ENERGIE

a) *Généralités ; dispersion*

Le spectromètre de la salle "250 MeV" est un spectromètre à double focalisation permettant d'analyser des électrons d'énergie allant jusqu'à 270 MeV. Les électrons sont déviés à 180° vers le haut ; l'indice du champ est n = 0,5 et le rayon de courbure moyen des électrons analysés 57,5 cm [54], [55].

Le grand spectromètre de la salle "500 MeV" est analogue, aux dimensions près, à celui de la salle "250 MeV". Le rayon de courbure moyen des électrons analysés est 111 cm. Dans le cas de nos expériences ce grand spectromètre était préférable au petit de la salle "500 MeV", car il permettait de mieux blinder le compteur Cerenkov et présentait moins de risques de saturation de l'aiment, l'énergie maximum des électrons pouvant être analysés étant de 580 MeV, contre 420 MeV pour le petit [56], [57].

Dans le cas de ces spectromètres à double focalisation, les fentes d'analyse sont situées à la sorite du spectromètre. Les électrons viennent frapper le compteur sur une surface définie par la largeur de ces fentes.

Le spectromètre à triple focalisation de la salle "1 GeV" permet de ramener en un point les électrons analysés. L'énergie maximum des électrons pouvant être analysés est 600 MeV. Les électrons sont déviés vers le bas et analysés en énergie par le premier aimant à gradient (n = 0,305). Les fentes d'analyse sont situées dans le deuxième aimant à champ uniforme. Les électrons sont ensuite refocalisés par le troisième aimant à gradient (de

même indice n que le premier) sur le compteur Cerenkov qu'ils viennent frapper sur une plage de petites dimensions (inférieure à 2 cm) [53], [58].

l étant la largeur des fentes d'analyse en cm, ΔE la bande passante d'énergie des électrons diffusés, on a :

$$\frac{\Delta E}{E} = l\ d$$

La dispersion d des spectromètres a été déterminée expérimentalement par la méthode de l'hodoscope. On a :

Tableau 1

Dispersion des spectromètres	d (%/cm)
Spectromètre de la salle "250 MeV"	0,444
Grand spectromètre de la salle "500 MeV"	0,236
Spectromètre de la salle "1 GeV"	0,320

Si on admet que les valeurs indiquées (tableau 1) sont entachées d'une erreur de 2 à 3 % elles représentent bien la situation quelle que soit l'énergie des électrons diffusés à condition d'éviter la saturation des aimants. Nous ne nous attarderons pas à discuter l'erreur sur la dispersion, la méthode du plateau (voir V - 1.b) nous permettant d'échapper presque totalement à celle-ci.

b) *L'angle solide*

Une fente en tungstène délimite l'entrée des spectromètres. La surface de la fente, bien inférieure à celle permise par la chambre à vide des spectromètres, a été déterminée en se basant sur les étalonnages réalisés par la méthode du "pinceau d'électrons" et de l'hodoscope [57].

Afin d'avoir le maximum de chances d'échapper aux aberrations des spectromètres, nous avons toujours choisi une fente de surface bien inscrite dans celle permise par l'étalonnage le plus défaborable.

Dans ces conditions, à la pénétration des bords près que nous avons évaluée pour des électrons ayant perdu moins de 2,1 % d'énergie (voir V - 1.b) à 0,2 % ± 0,2 %, l'angle solide est déterminé simplement par la géométrie. On avait :

Tableau 2

Angle solide au cours de nos expériences	$\Delta\Omega$ (sr)
Spectromètre de la salle "250 MeV"	$3,82 \cdot 10^{-3}$
Grand spectromètre de la salle "500 MeV"	$3,13 \cdot 10^{-3}$
Spectromètre de la salle "1 GeV"	$2,31 \cdot 10^{-3}$

L'erreur sur les valeurs indiquées (tableau 2), provenant de l'incertitude dans l'évaluation de la surface de la fente, de la distance de celle-ci au centre de la cible et de la pénétration des bords, était au cours de nos expériences de l'ordre de 0,6 %.

c) *L'angle de diffusion*

L'angle de diffusion θ est déterminé par rotation des spectromètres à 1,5 minute d'angle près. La direction du faisceau incident étant connue grâce à un alignement réalisé à 0,5 mm près (voir IV - 1.b), la position moyenne de la tahce du faisceau au cours d'une mesure étant définie à 0,5 mm près, la précision sur l'angle de diffusion moyen était au cours de nos expériences de l'ordre de 3 minutes d'angle.

d) *L'énergie*

O étant le point objet centre de la cible et I le point image position des fentes d'analyse, nous connaissons, pour les électrons diffusés en O et passant par I après avoir été courbés par le champ du spectromètre, la courbe d'étalonnage en énergie $E = f(v)$

E étant l'énergie de ces électrons (en MeV)

et v l'indication d'un shunt (en mV) qui caractérise d'une façon parfaitement reproductible (en cyclant correctement) le champ dans le spectromètre.

La connaissance de E et de θ définissant parfaitement les paramètres cinématiques de la diffusion, détermine en particulier l'énergie E_o des électrons incidents, en tenant compte d'une très petite correction ΔE_i de l'ordre de 0,3 MeV, qui représente la perte la plus probable d'énergie par ionisation. On a en effet $E \# E_3$ d'où à l'aide de la cinématique (voir I - 2) E_1 et donc $E_o = E_1 + \Delta E_{i\ (\text{avant + après diffusion})}$ (voir V - 3.c).

La détermination de la courbe d'étalonnage $E = f(v)$ a été réalisée pour chaque spectromètre par la méthode de l'hodoscope.

Dans le cas du spectromètre de la salle "250 MeV" il existe une courbe d'étalonnage plus ancienne et une autre assez récente. Ces deux étalonnages sont reproductibles à 0,5 %. Au cours de l'étalonnage le plus récent on a utilisé une nouvelle poulie plus précise [59]. On a pu en outre déterminer à l'aide d'une source de particules α [53] trois points qui se placent sur l'ancienne courbe d'étalonnage à 0,7 % près et sur la courbe la plus récente à 0,2 % près. Nous nous sommes basés sur ces points, en réduisant de 0,2 % les ordonnées de la nouvelle courbe d'étalonnage et en assignant une erreur de 0,5 % à l'énergie ainsi définie.

Au cours des expériences dans les salles "500 MeV" et "1 GeV" nous déterminions l'énergie par deux méthodes simultanées et indépendantes, d'une part à l'aide de la courbe d'étalonnage (hodoscope) du spectromètre $E = f(v)$ [57], [58], d'autre part grâce à une sonde à résonance proton [60], [19] placée dans l'entrefer du premier aimant de déviation. Celle-ci permet une mesure précise et un contrôle constant du champ dans l'entrefer. Elle conduit donc, aux instabilités de direction près, à la connaissance de l'énergie des électrons incidents. En contrôlant simultanément la stabilité de la tache (voir IV - 1.b) et celle du signal à résonance proton au cours d'une mesure, la sonde devient un appareil précieux. On a :

$$E = f(v) \xrightarrow{\text{cinématique}} E_o$$

et $$E_o = g(F)$$

F fréquence du signal de résonance.

L'accord était de 0,3 % au cours de nos mesures dans la salle "500 MeV". Il variait de 0 à 1 % avec un écart moyen de 0,5 % au cours de nos mesures dans la salle "1 GeV". Nous nous sommes basés sur les indications de la sonde en leur attribuant une erreur de 0,5 %.

Ainsi la précision sur l'énergie au cours de toutes nos mesures était de l'ordre de 0,5 %.

La cohérence de l'ensemble de nos mesures, et notamment la mesure dans les 3 salles des facteurs de forme au même quadritransfert avec une précision de 1 à 2 % et une reproductibilité de cette même précision (voir VI - 5) est une indication sérieuse du réalisme de l'erreur admise sur l'énergie.

3 - CYLINDRES DE FARADAY, MESUREURS A ELECTRONS SECONDAIRES ET INTEGRATEURS

PRECISION SUR LE NOMBRE D'ELECTRONS INCIDENTS AU COURS D'UNE MESURE

Chaque salle de cibles est équipée d'un cylindre de Faraday et d'un mesureur à électrons secondaires, chacun de ces appareils étant relié à un intégrateur de courant (voir figure 2).

a) *Le cylindre de Faraday*

La formation de cascades étant un phénomène statistique, il faudrait un cylindre de dimensions infinies pour arrêter rigoureusement tous les électrons. Nos cylindres analogues à ceux de Stanford, sont de dimensions suffisantes pour qu'il soit légitime d'admettre qu'ils arrêtent 99,8 % ± 0,2 % d'électrons incidents [61]. La présence du cylindre dans le faisceau crée un "bruit de fond" (composé de particules neutres : photons, neutrons) qui perturbe trop les indications du compteur Cerenkov. Il n'est pas admissible (sauf peut-être dans la salle "1 GeV" à cause de la situation particulièrement favorable du compteur et de l'importance du blindage) de l'utiliser au cours des mesures. Nous avons donc recours à un appareil intermédiaire que nous étalonnons fréquemment par rapport au cylindre.

b) *Le mesureur à électrons secondaires*

Le rapport

$$R = \frac{Q_{C.F.}}{Q_{M.E.S.}}$$

de la charge collectée par le cylindre de Faraday (C.F.) à la charge produite par le mesureur à électrons secondaires (M.E.S.) est pour un mesureur donné, à une époque donnée, fonction de plusieurs paramètres, dont certains peuvent être éliminés et la constance des autres surveillée. Le mesureur

devient alors un appareil précis. En effectuant des étalonnages fréquents au cours d'une série de mesures correspondant à la même énergie incidente, on se débarrasse du paramètre énergie : la variation bien connue de R avec l'énergie est lente [61] de sorte que de faibles changements d'énergie dûs aux instabilités du faisceau au cours des mesures n'ont guère d'influence sur le rapport R. L'expérience montre que l'intensité du faisceau n'a pas, elle non plus, d'influence sensible sur R, si toutefois on ne dépasse pas le facteur 10 entre l'intensité lors de l'étalonnage et l'intensité lors de la mesure. La tension de polarisation étant correcte, ainsi que le vide (contrôlable) dans les deux appareils, le rapport R est une fonction critique (tout au moins pour un mesureur à feuilles d'aluminium) du point d'impact du faisceau sur le M. E. S. Il convient de bien distinguer deux choses : d'une part la diffusion multiple en élargissant le faisceau (l'angle d'ouverture moyen après la traversée d'une épaisseur t de matière $\langle\theta\rangle = \frac{21,2}{E_o}\sqrt{t}$ $\langle\theta\rangle$ en radian, E_o en MeV, t en longueurs de radiation) impose une valeur limite minimum à l'énergie et maximum à l'épaisseur traversée pour que tous les électrons après avoir traversé le M. E. S. entrent dans le cylindre. D'autre part, ces limites étant bien respectées, le rapport R peut varier de quelques % pour un déplacement de 1 à 2 cm de l'impact du faisceau sur le M. E. S. On voit là l'utilité du deuxième écran placé derrière le M. E. S. (voir IV - 1. b). Il permet en effet de surveiller constamment le point d'impact. Si celui-ci est au même endroit (à 0, 5 mm près, et avec de préférence une tache de même forme) lors de l'étalonnage et lors de la mesure, alors le rapport R reste constant au cours de plusieurs étalonnages effectués dans une nuit de mesures, à mieux que 0, 5 %.

c) *Les intégrateurs*

La connaissance précise du rapport R nécessite en plus un fonctionnement impeccable des intégrateurs [62]. A condition d'opérer avec soin (couper le faisceau avant et après l'étalonnage, tarer minutieusement), les intégrateurs n'introduisent pas d'erreur notable dans le rapport R. En effet, d'une part on se débarasse de l'erreur sur les capacités de charge en intervertissant le rôle des intégrateurs, d'autre part la tension au bord de ces capacités est connue grâce à des voltmètres digitaux à mieux que 0, 1 %. Lors de la mesure à proprement parler l'erreur introduite par l'intégrateur (relié alors au M. E. S.) est essentiellement celle sur la capacité C de charge étalonnée avec une précision de 0, 2 à 0, 4 %.

d) *Le nombre d'électrons incidents au cours d'une mesure*

e étant la charge élémentaire, CV celle collectée par l'intégrateur relié au mesureur à électrons secondaires, $R = \frac{Q_{C.F.}}{Q_{M.E.S.}}$ l'inverse de l'efficacité du mesureur, il résulte de ce qui précède, que la précision sur le nombre d'électrons incidents $n_i = \frac{CVR}{e}$ était au cours de nos mesures de l'ordre de 0, 7 %.

4 - LES CIBLES ; PRECISION SUR LE NOMBRE DE PROTONS PAR CM² DE CIBLE DE POLYTHENE

a) *Cible de polythène*

Nous avons utilisé dans toutes nos expériences des cibles de polythène de 1 mm et rarement, lors de mesures des sections efficaces les plus faibles, de 2 mm d'épaisseur. Leur épaisseur moyenne l (en g/cm²) était déterminée à mieux que 0,1 %. L'épaisseur moyenne (toujours très voisine de l'épaisseur locale) était bien la grandeur intéressante, puisque la cible oscillait (de haut en bas) au cours de l'expérience. L'oscillation avait aussi pour but d'éviter la décomposition thermique ou radiative de la cible. Des analyses chimiques, effectuées par le laboratoire de microanalyses du C.N.R.S., ont permis de nous assurer que ce but était atteint et nous ont montré que la composition de la cible correspondait bien à la formule $(CH_2)^n$.

b) *Cible de carbone*

Sur le même porte-cible était montée une cible de carbone. Il s'agissait toujours d'une cible de graphite pur de 0,5 à 1 mm d'épaisseur. L'épaisseur était connue à 0,1 % et nous la choisissions de façon à contenir sensiblement le même nombre d'atomes de carbone par cm² que la cible de polythène. Nous y reviendrons en parlant de la soustraction due au carbone (voir V - 2.b).

c) *Cible "vide" ; écran*

La porte-cible contenait aussi une cible "vide" (c'est-à-dire offrait au faisceau incident la possibilité de traverser le porte-cible sans rencontrer d'obstacle) et un écran (un des deux écrans déjà signalés, dont le rôle fondamental était le centrage et l'alignement correct du faisceau). Le rôle de la cible "vide" était de contrôler le bruit de fond (voir V - 1.c).

d) *Le nombre de protons par cm² de cible de polythène normalement au faisceau incident*

Le porte-cible, et donc en particulier la cible de polythène, faisait un certain angle Φ avec la direction du faisceau incident (figure 3)

Fig. 3 - Angle du faisceau incident avec la cible.

Cet angle était propre à chaque expérience. Nous le mesurions par une méthode optique à mieux que 0,5 degré d'angle près. Le nombre de protons par cm² de cible de polythène normalement au faisceau est :

$$n_c = \frac{2A}{M} \frac{l}{\sin \Phi}$$

A nombre d'Avogadro,

M masse molaire de CH_2

En différenciant l'expression de n_e on voit aisément que l'erreur sur n_e dépend essentiellement de l'angle Φ. En évitant de faibles angles (le plus souvent Φ était compris entre 60° et 90°), l'erreur sur n_e était au cours de nos expériences de l'ordre de 0,5 %.

5 - LE COMPTEUR CERENKOV ; LE COMPTEUR CERENKOV A EAU ET L'ELECTRONIQUE ASSOCIEE

a) *Le compteur Cerenkov*

A cause du bruit de fond intense dans la salle de cibles et du fait que le compteur Cerenkov est insensible à la composante non relativiste de celui-ci, un tel appareil est avantageux lorsqu'on se propose de détecter des électrons relativistes. En ne le laissant fonctionner que pendant les impulsions de l'accélérateur (voir plus loin : l'électronique associée), en le blindant fortement et en utilisant lors des mesures le mesureur à électrons secondaires et non le cylindre de Faraday, cet appareil permet une détection valable [54].

Le bloc de plexiglas non scintillant, en contact optique avec la photocathode d'un photomultiplicateur, doit avoir des dimensions réduites, car en première approximation le bruit de fond est proportionnel au volume du bloc. Des exigences opposées imposent cependant des dimensions minimales : d'une part la lumière recueillie, et donc pour une tension adéquate, la hauteur du signal est en gros proportionnelle à la longueur du bloc, d'autre part sa hauteur doit évidemment être au moins égale à l'ouverture l des fentes d'analyse (sauf dans le cas du spectromètre de la salle "1 GeV"). Notre méthode des mesures conduisant à choisir $\frac{\Delta E}{E} = l\ d \sim 3$ % (voir V - 1.b), on voit que dans le cas du spectromètre de la salle "250 MeV" (voir IV - 2.a, tableau 1) la hauteur du bloc devait être de l'ordre de 7 cm. Le bloc choisi, 8 × 6 × 10 cm³, était en contact optique avec un photomultiplicateur 56 AVP, dont la surface de photocathode a des dimensions comparables à 8 × 6. Le compteur ainsi réalisé avait une efficacité de ~ 98,5 % (voir V - 2.c). Nous l'avons utilisé au cours de toutes nos mesures dans la salle "250 MeV".

Les mêmes considérations montrent que ce compteur n'était pas utilisable pour nos mesures dans la salle "500 MeV". En effet la dispersion du grand spectromètre (voir tableau 1) impose un bloc d'au moins 13 cm de hauteur, d'où la nécessité d'utiliser un photomultiplicateur 56 AVP avec un guide de lumière ou bien un photomultiplicateur dont la surface de photocathode est plus grande. Nous avons opté pour cette dernière solution en utilisant un photomultiplicateur 58 AVP. Il faut cependant, pour que cette solution soit valable, que la surface utile de la photocathode soit voisine de sa surface géométrique et présente en tous ses points la même (au moins à 10 % près) efficacité à la lumière. Nous avons pu y parvenir par des réglages minutieux des tensions, essentiellement de la différence de potentiel entre la photocathode et l'électrode focalisatrice. Le compteur ainsi construit et utilisé dans la salle "500 MeV" avait une efficacité de l'ordre de 99 %.

Dans le cas du spectromètre à triple focalisation de la salle "1 GeV" (voir IV - 2.a) la position particulièrement favorable du compteur et l'importance du blindage, rendaient le problème des dimensions du compteur peu critique (tout au moins pour les sections efficaces que nous mesurions). Nous

y avons utilisé notre compteur Cerenkov 58 AVP ; son efficacité y était près de 100 %. Cette amélioration est incontestablement liée d'une part à la refocalisation des électrons qui pénètrent dans le bloc suivant l'axe du compteur, en le frappant sur une plage seulement d'environ 2 cm, d'autre part au très faible bruit de fond.

b) *L'électronique associée*

Les impulsions rapides du compteur Cerenkov sont envoyées sur un allongeur [54] qui ne délivre un signal, par l'intermédiaire du circuit porte, que pendant l'impulsion de l'accélérateur. Seule la plus grande des impulsions passe. Ce dispositif (figure 4) permet de ne pas compter le bruit de fond entre deux impulsions de l'accélérateur. Le signal allongé est amplifié et envoyé sur une échelle à seuil et un analyseur multicanaux. L'inconvénient d'une telle électronique est de limiter le taux de comptage à une faible valeur ; on peut cependant échapper à cette contrainte grâce à un compteur auxiliaire.

c) *Le compteur Cerenkov à eau*

Ce compteur auxiliaire, un compteur Cerenkov à eau, est placé au voisinage du faisceau dans la salle de cibles. Il est relié par l'intermédiaire d'un amplificateur linéaire à un deuxième analyseur multicanaux. Nous dis-

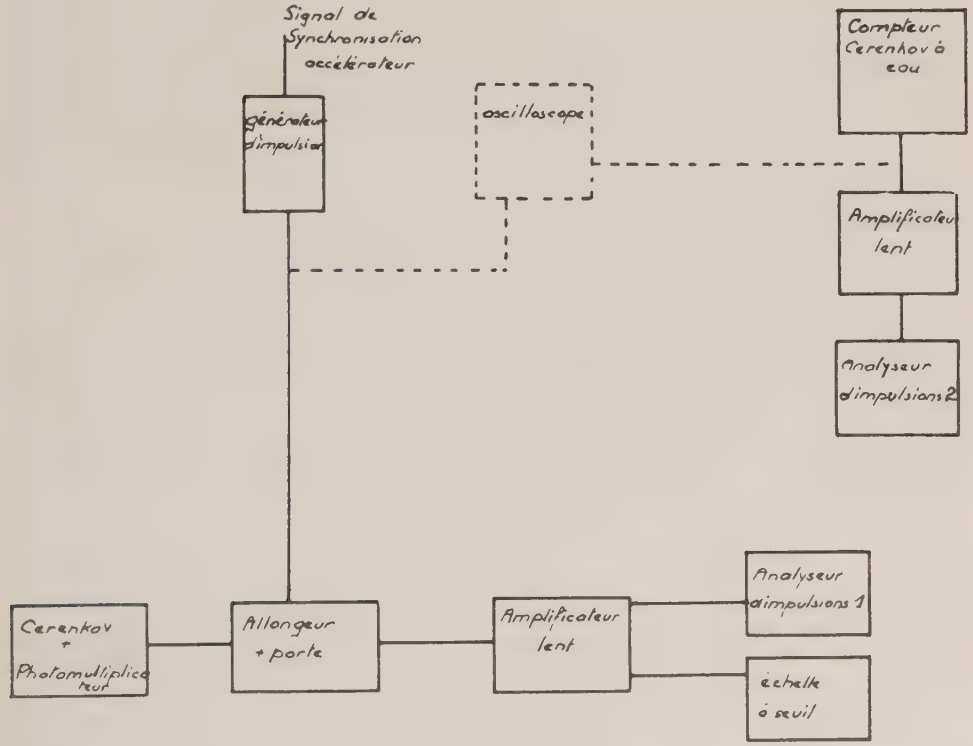


Fig. 4 - L'électronique

cuterons plus loin l'intérêt de ce montage (figure 4) en étudiant les corrections dues aux pertes de comptage (voir V - 2.a). Signalons ici l'utilité première du compteur auxiliaire :

Le signal de synchronisation déclenchant le générateur, dont le signal ouvre la porte, précède l'impulsion du faisceau. Le signal du générateur doit donc être retardé. Ceci est réalisé en encadrant l'impulsion du compteur Cerenkov à eau induit par le faisceau par le signal du générateur.

Cet ensemble (compteur Cerenkov, Cerenkov à eau et électronique associée), la méthode des mesures et un certain nombre de corrections, tant expérimentales que théoriques, nous permettra d'accéder au nombre d'électrons diffusés et donc aux sections efficaces.

V. — LES MESURES : MÉTHODE, CORRECTIONS, ERREURS

1 - LA METHODE DES MESURES

a) *La distribution en énergie des électrons diffusés*

Du fait même que les électrons incidents ne sont pas rigoureusement monoénergétiques, on devait déjà s'attendre à une distribution en énergie des électrons diffusés à un angle θ. En fait de nombreuses autres causes contribuent à l'élargissement de cette distribution. Voici les principales et leur ordre de grandeur dans nos expériences :

La perte la plus probable d'énergie par ionisation (voir V - 3.c) et les fluctuations statistiques autour de cette valeur ("straggling") [63] donnent à la distribution des électrons diffusés son allure caractéristique. Ce phénomène à lui seul conduit à un élargissement (largeur à mi-hauteur en %) qui, étant donné l'épaisseur traversée, était de l'ordre de 0,6 %.

L'acceptance angulaire finie des spectromètres contribue à un élargissement de l'ordre de 0,6 %.

La distribution en énergie des électrons incidents et la hauteur de la tache (voir IV - 1.a) contribuent à un élargissement respectivement de l'ordre de 0,3 % et 0,2 %.

La queue radiative (voir V - 3.a) responsable de l'allure de la distribution pour des énergies bien inférieures au maximum (quand le phénomène de "straggling" devient secondaire) ne contribue que peu à l'élargissement de celle-ci $\sim$ 0,1 %.

La distribution résultante a l'allure bien connue (figure 1). Ce qui nous importe ici n'est pas la forme exacte de la distribution, mais une limite su-

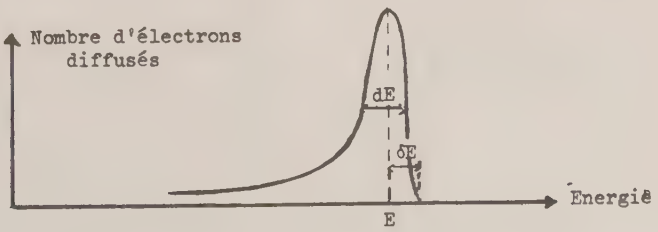


Fig. 1 - Spectre énergétique des électrons diffusés.

périeure de $\frac{\delta E}{E}$. En sommant linéairement il vient $\frac{dE}{E}$ = 1,8 % de sorte que l'on a avec une bonne marge de sécurité :

$$\frac{\delta E}{E} < 1,1 \ \%$$

b) *La méthode du plateau*

A une distribution en énergie donnée, le spectromètre substitue une distribution spatiale. Suivant la valeur du champ (ou de l'indication v (en mV) du shunt qui le caractérise) une partie plus ou moins grande des électrons diffusés passe à travers l'ouverture des fentes d'analyse et arrive sur le compteur. Nous connaissons (voir IV - 2.d) pour le couple I, 0 la courbe d'étalonnage E = f(v). Soient des fentes telles que $\frac{\Delta E}{E} = l$ d = 3,2 % placées au point I de façon à ce que $\frac{1}{3}\ l$ soit au-dessus de I (voir figure 2). Il ne

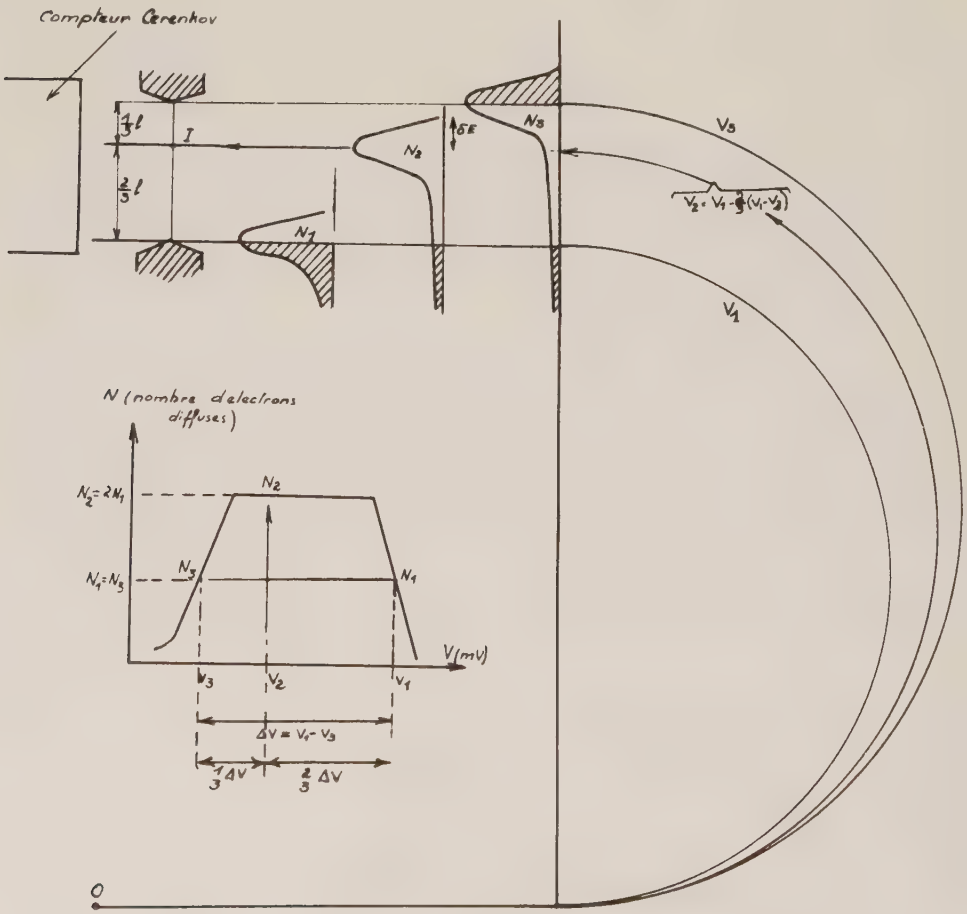


Fig. 2 - La méthode du plateau (schéma de principe).

serait pas prudent d'utiliser des fentes d'ouverture l beaucoup plus grande si on veut éviter des aberrations du spectromètre.

Faisons décroître le champ à partir d'une valeur élevée : le nombre d'événements comptés passera de zéro par la valeur N_1 pour v_1, puis par la valeur $N_3 = N_1$ pour v_3. Pour toute une série de valeurs comprises entre v_1 et v_3 on aura un nombre d'événements N_2 à peu près constant (en fait légèrement croissant à cause de la queue radiative), sensiblement égal à $2N_1$: c'est le plateau. La valeur $v_2 = v_1 - \frac{2}{3}(v_1 - v_3)$ est, en raison de la position des fentes, celle pour laquelle il convient de faire une accumulation statistique. En effet, d'une part l'énergie E associée à v_2 (d'après la courbe $E = f(v)$) correspond au maximum de la distribution énergétique des électrons diffusés, d'autre part tous les électrons dont l'énergie est supérieure à E arrivent sur le compteur Cerenkov, puisque le tiers supérieur de la fente (voir figure 2) correspond à 1,1 % et cette valeur est supérieure à $\frac{\delta E}{E}$ (voir paragraphe précédent). Quant aux électrons dont l'énergie est de ΔE inférieure à E nous pouvons affirmer, et ceci est essentiel, qu'ils arrivent sur le compteur si

$$\frac{\Delta E}{E} \leqslant 2,1\ \% \pm 0,1\ \%$$

L'imprécision de ± 0,1 % provient de la détermination des pentes du plateau et se répercute dans la section efficace par une erreur inférieure à 0,3 % (voir V - 3.a).

Le point important dans la méthode du plateau, n'est pas le fait évident, qu'utilisant des fentes de largeur bien supérieure à celle de la distribution des électrons diffusés, on relève d'un seul coup le spectre intégral à cette partie de la queue radiative près qui correspond aux électrons ayant subi une perte d'énergie supérieure à ΔE, mais le fait que l'on sache déterminer avec précision quelle est la valeur de ce ΔE.

La méthode du plateau a l'avantage d'échapper aux erreurs liées à la dispersion d du spectromètre et à la pénétration des fentes, alors que ces erreurs interviennent directement dans la section efficace lorsqu'on utilise la méthode classique du pic qui consiste à relever le spectre point par point en utilisant des fentes étroites. Contrairement à la méthode du pic, la méthode du plateau a aussi l'avantage d'être peu sensible aux variations de l'énergie incidente pendant les mesures [64], [8].

Il est cependant bien évident que la méthode du pic est la seule applicable lorsqu'on veut étudier des niveaux inélastiques et notamment séparer deux niveaux très rapprochés [65].

Dans l'exposé de la méthode du plateau nous avons recouru à une simplification, en raisonnant comme si nous avions une cible d'hydrogène pur. En fait nos cibles étaient en polythène (voir IV - 4.a), mais cela ne modifie pas la méthode : pour des raisons cinématiques le pic élastique et les niveaux inélastiques du carbone 12 sont éloignés du pic élastique de l'hydrogène. La contribution du carbone ne varie pratiquement pas dans l'intervalle $v_3 < v < v_1$, puisque uniquement les électrons de la queue radiative du carbone pénètrent dans l'ouverture des fentes d'analyse. La figure 3 montre un plateau typique obtenu au cours d'une de nos expériences. La contribution du

carbone a été déterminée avec une cible de carbone contenant le même nombre d'atomes de carbone par cm² que la cible de polythène (voir IV - 4, b). Ceci étant fait la valeur v_2 d'accumulation statistique a été déterminée comme nous l'avons expliqué plus haut.

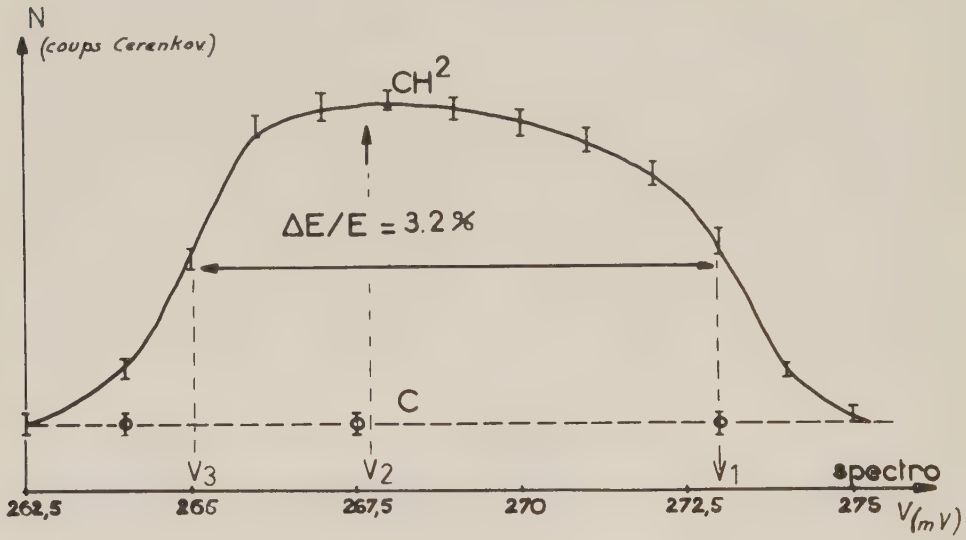


Fig. 3 - Un plateau typique.

c) *Interprétation des spectres du compteur Cerenkov*

La méthode du plateau partage, pour ainsi dire naturellement, le nombre total d'électrons diffusés sur des protons à l'angle θ dans l'angle solide $\Delta\Omega$, auquel nous voulons parvenir, en deux groupes : la fraction arrêtée par les fentes d'analyse que l'on calcule (voir V - 3) et le plus grand nombre qui arrive sur le compteur Cerenkov que l'on mesure.

En fait ce que l'on mesure ce sont des spectres d'impulsions du compteur Cerenkov. Les trois spectres de la figure 4 ont été pris au cours d'une de nos expériences dans la salle "500 MeV". Ils correspondent approximativement à la même charge (même nombre d'électrons incidents), les spectres de CH_2 et de carbone étant pris avec des cibles contenant sensiblement le même nombre d'atomes de carbone par cm² de cible.

Il est clair en vertu du spectre pris sans cible que dans les canaux compris entre 0 et h il y a surtout du bruit de fond et qu'il n'y en a que très peu au-delà du canal h (voir figure 4). Les sommes $\sum_h^\infty CH_2$ et $\sum_h^\infty C$ représentent respectivement le nombre total d'impulsions comptées de hauteur supérieure à h dues à la diffusion sur l'hydrogène, à la diffusion sur le carbone et au bruit de fond d'une part, à la diffusion sur le carbone et au bruit de fond d'autre part.

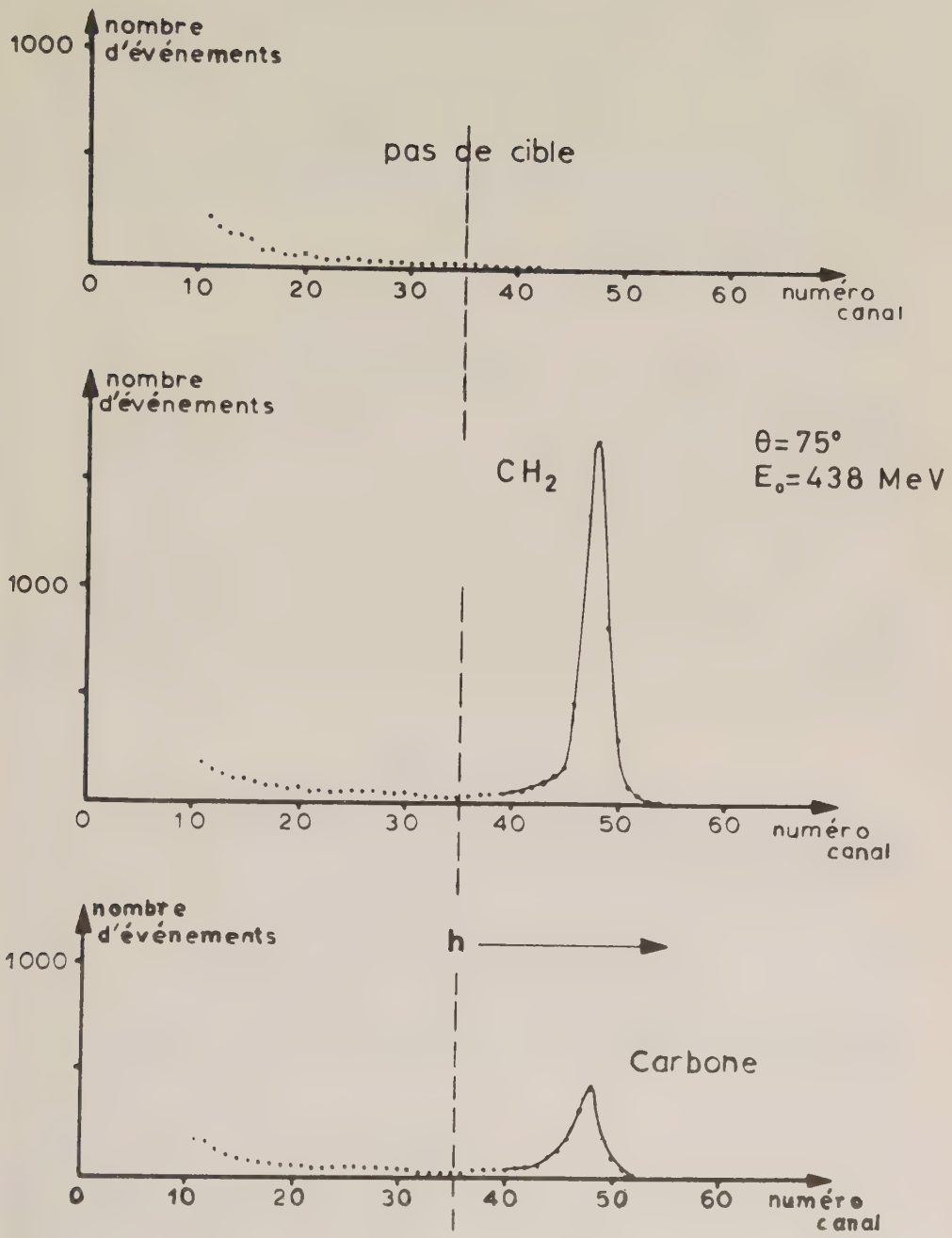


Fig. 4 - Spectres du compteur Cerenkov.

2 - CORRECTIONS DUES A L'APPAREILLAGE

La soustraction des deux nombres $\left(\sum_h^\infty CH_2 \text{ et } \sum_h^\infty C\right)$, en vue d'aboutir au nombre d'électrons diffusés sur des protons et qui sont passés à travers l'ouverture des fentes d'analyse, ne sera cependant valable qu'après avoir corrigé chacun de ces nombres par un facteur dû aux pertes de comptage et après une normalisation rigoureuse en carbone (poids et charge). Enfin, il faut tenir compte du fait qu'un petit nombre d'électrons diffusés sur des protons a conduit à des impulsions de hauteur inférieure à h : c'est la correction de l'efficacité du compteur Cerenkov.

a) *Les pertes de comptage*

Soit N_o la somme $\left(\sum_h^\infty CH_2 \text{ ou } \sum_h^\infty C\right)$ d'impulsions comptées et N (N_{CH_2} ou N_C) le nombre réel d'impulsions Cerenkov de hauteur supérieure à h qui se sont produites au cours du même temps t (sec.). On a :

$$N = p N_o$$

p est le facteur correctif qu'il s'agit de déterminer.

Si chaque impulsion de l'accélérateur apportait le même nombre d'électrons incidents, on pourrait dire qu'en moyenne se produisent $m = \frac{N}{50\,t}$ impulsions par impulsion de l'accélérateur (il y a 50 impulsions d'accélérateur par seconde) et la probabilité pour que dans cet intervalle de temps se produisent x impulsions Cerenkov par impulsion d'accélérateur serait donnée par la loi de Poisson :

$$P(x) = \frac{e^{-m}\, m^x}{x!}$$

L'électronique ne pouvant compter au plus qu'une impulsion par impulsion de l'accélérateur, le nombre d'impulsions perdues par impulsion de l'accélérateur serait en moyenne [54] :

$$\sum_{x=2}^{x=\infty} (x - 1)\, P(x) = m - 1 + e^{-m} \# \frac{m^2}{2} - \frac{m^3}{6}$$

La fraction perdue est $\frac{m}{2} - \frac{m^2}{6}$. En négligeant le second terme et en assimilant dans le terme correctif N à N_o on obtient le facteur correctif le plus élémentaire :

$$p_{élém.} = 1 + \frac{1}{100}\frac{N_o}{t}$$

Le caractère grossièrement approximatif de l'hypothèse de départ fait que la relation précédente n'est guère applicable pour des taux de comptage supérieurs à 1 coup/seconde. On est donc condamné pour des expériences précises avec l'électronique lente à ce faible taux de comptage, à moins de trouver un moyen de tenir compte de la distribution des impulsions de l'accélérateur au cours de la mesure. Un tel dispositif a été mis au point par

Lehmann et al [8]. Nous avons déjà décrit ce dispositif extrêmement simple (voir IV - 5.b, c). Le signal analysé a une hauteur proportionnelle (en évitant la saturation) au bruit de fond dans la salle et donc au nombre d'électrons incidents par impulsion de l'accélérateur. La figure 5 montre un spectre caractéristique.

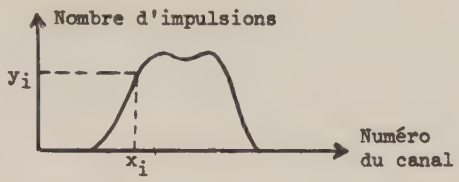


Fig. 5 - Distribution des impulsions de l'Accélérateur.

Il est clair que pour les y_i impulsions de l'accélérateur d'intensité i (enregistrées dans le canal x_i) la loi de Poisson est applicable et le nombre d'impulsions perdues par impulsion de l'accélérateur d'intensité i est $m_i^2/2 - m_i^3/6$, de sorte que le nombre d'impulsions i perdues est :

$$\Pi_i = \frac{y_i m_i^2}{2} - \frac{y_i m_i^3}{6}$$

$m_i = \alpha x_i$ α Cte de proportionnalité,

soit : $$\Pi_i = \frac{\alpha^2}{2} x_i^2 y_i - \frac{\alpha^3}{6} x_i^3 y_i$$

et pour la somme totale d'impulsions perdues :

$$\Pi = \sum_i \Pi_i = \frac{\alpha^2}{2} \sum x_i^2 y_i - \frac{\alpha^3}{6} \sum x_i^3 y_i$$

$$N = \sum_i \alpha x_i y_i$$

soit : $$\alpha = \frac{N}{\sum x_i y_i} \quad \text{et} \quad \Pi = N - N_o$$

il vient : $$N = N_o + \frac{N^2}{2} \frac{\sum x_i^2 y_i}{\left(\sum x_i y_i\right)^2} - \frac{N^3}{6} \frac{\sum x_i^3 y_i}{\left(\sum x_i y_i\right)^3}$$

Dans les termes correctifs, il suffit d'introduire une valeur approchée de N :

$$N = N_o + \frac{N_o^2}{2} \frac{\sum x_i^2 y_i}{\left(\sum x_i y_i\right)^2}$$

Soit en prenant le carré et le cube de cette dernière expression [66] et en négligeant les termes d'ordre supérieur :

$$P_{2ème\ ordre} = 1 + N_o\, a + N_o^2(2a^2 - b)$$

$$\text{avec } a = \frac{\sum x_i^2 y_i}{2\left(\sum x_i y_i\right)^2} \qquad b = \frac{\sum x_i^3 y_i}{6\left(\sum x_i y_i\right)^3}$$

Nous avons, lorsque la section efficace le permettait, utilisé des taux de comptage variant de 2 à 4 coups/seconde en effectuant la correction ci-dessus à l'aide de la CAB 500 et en admettant une erreur de 0,2 % sur cette correction.

b) *La soustraction du carbone*

Q_{CH_2} et Q_C étant les charges recueillies lors des accumulations statistiques respectivement sur la cible de polythène et la cible de carbone,

P_{CH_2} et P_C étant les poids de carbone par cm² de cible respectivement dans la cible de polythène et celle de carbone, le facteur de normalisation en carbone est :

$$f = \frac{Q_{CH_2}}{Q_C} \times \frac{P_{CH_2}}{P_C}$$

Les charges accumulées avec les deux cibles étaient généralement comparables ; en plus on avait $\frac{P_{CH_2}}{P_C} \sim 1$ (voir IV - 4), de sorte qu'on avait en général $f \sim 1$, mais nous connaissions toujours ce facteur avec une précision de l'ordre de 0,2 %.

La considération des pertes de comptage nous permettant de déduire du couple $\sum_h^\infty CH_2$, $\sum_h^\infty C$, le couple corrigé N_{CH_2}, N_C (voir paragraphe précédent), la connaissance de f nous conduit au nombre N'_H d'électrons diffusés sur des protons :

$$N'_H = N_{CH_2} - f\, N_C$$

La soustraction après normalisation nous débarrasse bien de la contribution due au carbone, et ceci que l'on soit au-dessous ou au-dessus du seuil de la production de mésons π^- sur le carbone, puisque les impulsions éventuelles dues à ces mésons disparaissent dans la soustraction tout comme celles dues aux électrons diffusés sur les noyaux de carbone. La soustraction nous débarrasse également du bruit de fond, puisque d'une part la contribution du bruit de fond au-delà du canal h est très faible (voir figure 4 : spectre sans cible) d'autre part le peu qui en reste disparait dans la soustraction.

Nous voyons que les difficultés liées à l'utilisation d'une cible de polythène peuvent être surmontées. Le désavantage d'une telle cible par rapport à une cible d'hydrogène liquide est que pour une épaisseur, en longueurs de radiation, donnée (voir correction due au rayonnement de freinage : V - 3.b), le nombre de noyaux d'hydrogène par cm² et donc le taux de comptage est plus faible dans le cas d'une cible de polythène que dans celui d'une cible d'hydrogène liquide. Or, ce désavantage n'en est pas un lorsqu'on mesure des sections efficaces pas trop faibles (jusqu'à $q^2 \sim 4\ f^{-2}$). Par ailleurs les

difficultés liées à l'utilisation d'une cible de polythene sont moindres que celles que l'on rencontre avec une cible d'hydrogène liquide. A priori pour que cette dernière représente des avantages sur une cible de CH_2, il faut que ses parois métalliques soient très minces. Ceci conduit à un gonflement plutôt difficile à définir lorsqu'on opte pour une cible plate. Si on choisit une cible cylindrique, ou bien son rayon est très faible et les moindres déplacements du faisceau incident provoquent des variations de l'épaisseur rencontrée, ou bien son rayon est relativement grand et la difficulté est de définir l'angle solide vu par la cible.

Pour revenir à la signification de N'_H (voir ci-avant), notons que la production simple de mésons π^- sur l'hydrogène est impossible (conservation de la charge), seule la production de paires $\pi^+\pi^-$ est possible. Or le seuil de ce phénomène le rend impossible pour la plupart de nos expériences. Pour les quelques expériences où l'énergie incidente était supérieure au seuil de la double production de mésons π, le phénomène ne pouvait pas nous gêner pour des raisons cinématiques, la quantité de mouvement maximum des π étant inférieure à celle des électrons diffusés passant à travers l'ouverture des fentes d'analyse.

Ainsi N'_H représente uniquement des électrons diffusés sur des protons et qui ont conduit à des impulsions de hauteur supérieure à h. L'erreur sur N'_H est essentiellement statistique. Elle variait d'une expérience à l'autre. Nous accumulions le plus souvent environ 20 000 événements sur le polythène et environ 5 000 événements sur le carbone ce qui conduit (avec $f \sim 1$) à une erreur statistique de l'ordre de 1 %. Dans quelques cas (pour les sections efficaces les plus faibles), nous n'avons pas pu atteindre ce but et l'erreur statistique était de l'ordre de 2 %.

c) *L'efficacité du compteur Cerenkov*

Ce que nous entendons par efficacité du compteur Cerenkov est le rapport

$$N'_H/N_H$$

N_H est le nombre total d'électrons diffusés sur des protons (c'est le nombre qui nous intéresse), qui sont venus frapper le compteur Cerenkov.

N'_H le nombre d'électrons diffusés sur des protons qui ont conduit à un signal de hauteur supérieure à h et que nous venons de déterminer (voir paragraphes précédents).

Le canal h est quelque peu arbitraire, mais choisi de façon à ce que au-delà de h il n'y ait plus ou presque plus de bruit de fond et que l'essentiel du pic Cerenkov y soit situé (voir V - 1.c, figure 4).

Diverses causes, essentiellement celles qui conduisent à un changement notable dans l'énergie ou le parcours de l'électron dans le plexiglas (voir IV - 5.a), provoquent l'élargissement du pic Cerenkov et sont responsables du petit nombre d'électrons qui donnent des impulsions inférieures à h. Nous supposons essentiellement qu'il n'y a guère d'électrons ne donnant aucun signal.

Le nombre ε d'électrons diffusés sur des protons et comptés dans le canal h peut être apprécié en prenant la moyenne d'une dizaine de canaux autour de h (figure 4) et en soustrayant la moyenne déduite du spectre de

carbone (convenablement corrigé et normalisé) de la moyenne déduite du spectre de polythène. Ceci nous débarasse aussi bien des électrons diffusés sur le carbone que du bruit de fond. La qualité de nos spectres (figure 4) était telle que ε était toujours très petit sinon nul.

L'ordre de grandeur de l'efficacité était

$$N'_H/N_H = 99\ \% \pm 0,6\ \%$$

L'erreur était déterminée de façon à n'exclure aucune des deux possibilités raisonnables :

soit que ε reste constant dans l'intervalle 0-h et alors

$$N'_H/N_H = 100\ \% \left(1 - \frac{\varepsilon h}{N'_H}\right)$$

soit que ε décroit vers 0 avec h ou bien linéairement, ou hyperboliquement si on suppose que le phénomène est dominé par la perte d'énergie par Bremsstrahlung [18], et alors

$$N'_H/N_H = 100\ \% \left(1 - \frac{3}{8}\frac{\varepsilon h}{N'_H}\right)$$

3 - CORRECTIONS DUES AUX INTERACTIONS SECONDAIRES DE L'ELECTRON DANS LA CIBLE

On pourrait à ce stade déduire une section efficace mesurée, puisque, aux corrections dues à l'appareillage près, N_H (voir paragraphe précédent) représente bien le nombre d'électrons diffusés effectivement mesuré. Cette section efficace serait celle pour qu'un électron soit diffusé à l'angle θ sur un proton en perdant une énergie inférieure à $\Delta E = 2,1\ \%\ E$ (voir V - 1.b).

Les interactions secondaires des électrons dans la cible font perdre à certains une énergie supérieure à ΔE. La formule de Rosenbluth (voir II - 1) ne tient pas compte des phénomènes physiques qui en sont la cause. Il s'agit donc d'évaluer ces phénomènes et de corriger la formule de Rosenbluth pour que la comparaison avec la section efficace effectivement mesurée ait un sens.

En d'autres termes et plus simplement il s'agit de déterminer le nombre d'électrons diffusés arrêtés par les fentes d'analyse.

Il y a, comme on sait, essentiellement trois phénomènes physiques dont il fait tenir compte : le phénomène radiatif, le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) et l'ionisation. Le premier effet est de loin le plus important, le troisième est presque négligeable.

a) *La correction radiative*

La diffusion s'accompagne toujours d'émission et réabsorption de photons virtuels ou d'émission de photons réels de basse énergie dans le champ du noyau (proton) diffuseur. Au diagramme de Feynman d'échange d'un seul photon (voir II, figure 1) qui conduit à la formule de Rosenbluth s'ajoutent d'autres diagrammes. Schwinger [67] et plus récemment Tsai [68] ont calculé la contribution des plus importants de ces diagrammes. L'expression donnée

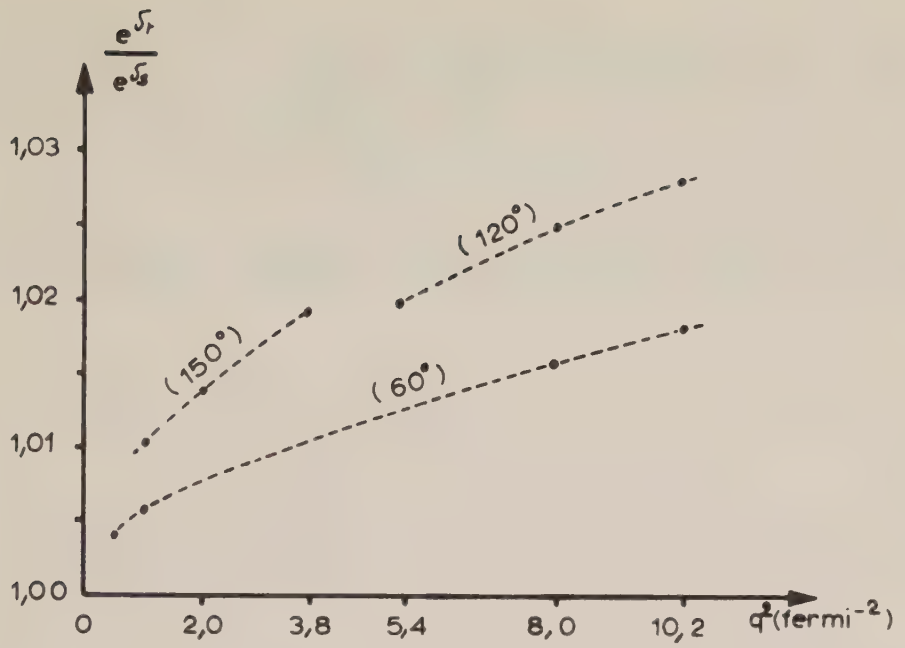


Fig. 6 - Variation du rapport de la correction de Tsai à la correction de Schwinger.

$\frac{\Delta E}{E} = 2{,}1\,\%$

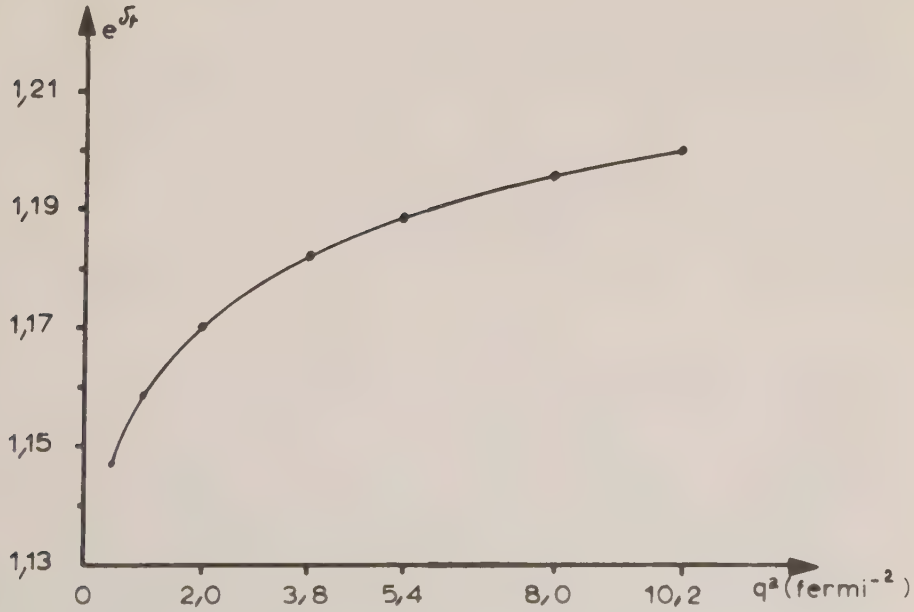


Fig. 7 - Variation de la correction de Tsai avec q^2.

par Tsai semble être plus complète et tient compte du rayonnement du proton de recul. C'est l'expression que nous avons utilisée.

Notons que l'échange de deux photons n'est traité par Tsai qu'en ce qui concerne la limite infrarouge, c'est-à-dire quand l'un des deux photons échangés a une énergie voisine de zéro, de sorte que la correction de Schwinger-Tsai ne résoud nullement le problème de validité de la formule de Rosenbluth (voir II. 5).

Le résultat de Tsai conduit à diviser la formule de Rosenbluth par le facteur e^{δ_T} et peut se mettre sous la forme, (voir [68] formule III. 23) :

$$\delta_T = \delta_s + \varepsilon$$

$$\delta_s = \frac{\alpha}{\pi}\left[\left(2\ \mathrm{Log}\frac{E}{\Delta E} - \mathrm{Log}\ \eta - \frac{13}{6}\right)\left(\mathrm{Log}\frac{q^2}{m^2} - 1\right) + \frac{17}{18}\right]$$

$$E \# E_3 \text{ (voir V - 3.c)} \ ; \ \eta = \frac{E_1}{E_3} \text{ (voir I - 2)}$$

Le terme prépondérant est δ_s ; c'est essentiellement celui proposé par Schwinger et e^{δ_s} est ce que l'on appelle la correction de Schwinger.

Le terme ε est parfaitement défini par les conditions cinématiques et la donnée de $\frac{\Delta E}{E}$, mais nécessite de longs calculs fastidieux.

La figure 6 montre que le calcul de ε méritait d'être fait même pour les faibles transferts puisque ce terme entraîne une correction supplémentaire de l'ordre de 1 % à 3 %.

Si e^{δ_s} - la correction de Schwinger - dépend (pour un $\frac{\Delta E}{E}$ fixe) du quadritransfert et aussi, à cause du terme en η de l'angle de diffusion θ, le calcul montre que e^{δ_T} - la correction de Tsai - n'est pratiquement qu'une fonction du quadritransfert, très lentement croissante d'ailleurs.

La figure 7 montre la variation de la correction de Tsai en fonction de q^2 dans le domaine où nous avons travaillé pour $\frac{\Delta E}{E} = 2,1\ \% \pm 0,1\ \%$ (voir V - 1.b). On voit qu'il s'agissait d'une correction importante de l'ordre de 18 %. L'erreur sur la correction est faible, inférieure à 0,3 % ; elle est due essentiellement à l'erreur sur $\frac{\Delta E}{E}$ qui intervient dans un terme logarithmique.

b) *La correction due au rayonnement de freinage*

Si la correction radiative proprement dite tient compte du rayonnement sur le noyau diffuseur, c'est un autre effet que l'on a en vue, lorsqu'on parle de Bremsstrahlung. Il s'agit d'émission de photons réels par rayonnement de freinage au voisinage de noyaux rencontrés par l'électron autres que le noyau diffuseur. C'est donc un effet proportionnel à l'épaisseur. Le phénomène de Bremsstrahlung a été intensivement étudié par Bethè et Heitler.

Dans nos expériences, l'épaisseur totale X en g/cm² rencontrée par l'électron diffusé avant et après la diffusion (cible, fenêtre en mylar du spectromètre) était toujours très faible (voir IV - 4), comparée à une certaine épaisseur caractéristique X_0 de la substance traversée, appelée longueur de

radiation. La longueur de radiation valant 42,5 g/cm² pour le carbone, 58 g/cm² pour l'hydrogène [69], vaut environ 44,3 g/cm² pour le polythène. L'épaisseur moyenne traversée X variait d'une expérience à l'autre, mais était toujours dans les limites

$$0,004 < \frac{X}{X_o} < 0,008$$

Dans ces conditions, et en toute première approximation, la probabilité pour qu'un électron, en traversant l'épaisseur X, émette un photon d'énergie comprise entre k et k + dk est :

$$\frac{X}{X_o}\,\frac{dk}{k}$$

d'où, en intégrant, la fraction d'électrons qui a perdu une énergie supérieure à $\Delta E = 2,1\ \%\ E$, fraction qui nous interesse.

En fait il faut distinguer deux cas suivant que le rayonnement se produit avant ou après la diffusion, ce qui conduit à :

$$\delta_B \sim \frac{X}{X_o}\int_{k=\Delta\varepsilon}^{k_{max}} \frac{dk}{k} = \frac{X}{X_o}\,\mathrm{Log}\,\frac{E}{\Delta E} - \frac{X_{\text{avant dif.}}}{X_o}\,\mathrm{Log}\,\eta \qquad \eta = \frac{E_1}{E_3}$$

Dans nos conditions expérimentales le deuxième terme de la relation précédente est presque négligeable. Moins négligeable est l'approximation faite au départ. En fait, la probabilité pour qu'un électron d'énergie totale E_1 en traversant l'épaisseur X, émette un photon d'énergie comprise entre k et k + dk est d'après Bethe et Heitler [69] :

$$\frac{X}{X_{\blacksquare}}\,[1 + f(E_1,\ k)]\,\frac{dk}{k}$$

La fonction f explicitée par ces auteurs dépend de l'effet écran caractérisé par la quantité Υ :

$$\Upsilon = \frac{100\ m}{E_1}\left(\frac{\frac{k}{E_1}}{1 - \frac{k}{E_1}}\right) Z^{-1/3}$$

m masse de l'électron

Z numéro atomique de la substance traversée

L'intégration explicite des formules de Bethe et Heitler montre qu'il est légitime d'écrire :

$$\delta_B = (1,20 \pm 0,15)\,\frac{X}{X_o}\,\mathrm{Log}\,\frac{E}{\Delta E}$$

L'erreur ainsi admise tient compte des diverses approximations lors de l'intégration ainsi que de l'erreur sur l'épaisseur moyenne traversée par l'électron diffusé, la diffusion étant supposée au milieu de la cible. Comme la correction δ_B est de l'ordre de 2 %, une telle erreur ne se répercute sur le terme correctif $1 + \delta_B$ (et donc sur la section efficace théorique qu'il faut diviser par ce terme pour tenir compte de l'effet en question) que par une erreur de l'ordre de 0,3 %.

c) *La correction due à l'ionisation*

Une particule chargée, en particulier un électron, en traversant la matière perd de l'énergie par collision avec les électrons atomiques. Si les pertes dans chaque collision sont très faibles, leur probabilité est au contraire très grande. On peut dans ce phénomène distinguer deux effets : l'un dû à la perte la plus probable, l'autre étant l'effet de "straggling".

Le premier effet se répercute directement sur la cinématique de la diffusion en déplaçant l'ensemble de la distribution énergétique des électrons diffusés vers les plus faibles énergies d'une petite quantité ΔE_i.

E_1 et E_3 étant les énergies immédiatement avant et après la diffusion, on a (voir I - 2) :

$$E_1 = \frac{E_3}{1 - \frac{2E_3}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

E_o étant l'énergie incidente

E l'énergie du maximum de la distribution énergétique des électrons diffusés qui pénètrent dans le spectromètre.

On a :
$$E_o = E_1 + \Delta E_{\text{ionisation (avant diffusion)}}$$
$$E_3 = E + \Delta E_{\text{ionisation (après diffusion)}}$$

et :
$$\Delta E_i = \Delta E_{i\,(\text{avant diffusion})} + \Delta E_{i\,(\text{après diffusion})}$$

La somme ΔE_i représente la perte la plus probable d'énergie par ionisation. Elle est proportionnelle à l'épaisseur totale X (en g/cm^2) traversée par les électrons diffusés (cible, fenêtre en mylar du spectromètre) et est bien représentée par la relation :

$$\Delta E_{i\,(\text{MeV})} = 1,5\ X_{(g/cm^2)}$$

Nos cibles étant très minces (voir IV - 4), il s'agit d'un terme correctif de l'ordre de 0,3 MeV dont nous tenions compte en supposant que la diffusion a lieu au milieu de la cible. Il faut cependant souligner que dans nos conditions expérimentales on commettrait une erreur presque négligeable en écrivant simplement

$$E_o = E_1 \qquad E_3 = E$$

Le deuxième effet - l'effet de "straggling" - représente les fluctautions statistiques autour de la valeur la plus probable. Il est responsable en grande partie de la forme dissymétrique de la distribution des électrons diffusés et contribue pour beaucoup à l'élargissement de celle-ci (voir V - 1.a).

Le phénomène de straggling a été intensivement étudié par Landau [63]. On appelle souvent courbe de Landau la distribution énergétique des électrons ayant traversé une certaine épaisseur de matière, la distribution initiale étant une fonction δ. Notons que le caractère dissymétrique de la courbe de Landau est plus prononcé que la distribution énergétique réelle des électrons diffusés (voir V - 1.a, figure 1) puisque cette dernière est la convolution de la courbe de Landau par des distributions d'origine expérimentale (énergie

incidente, acceptance angulaire finie, etc.) qui n'ont pas ce caractère dissymétrique.

La quantité ξ (en MeV) étant définie par :

$$\xi = \left(0,154 \frac{\sum Z}{\sum A}\right) X \qquad X \text{ épaisseur en g/cm}^2$$

et la quantité sans dimensions λ par :

$$\lambda = \frac{\Delta E}{\xi}$$

La probabilité pour qu'un électron perde par ionisation une énergie comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$ est proportionnelle à

$$\varphi(\lambda)\, d\lambda$$

La connaissance précise de la courbe de Landau est très importante lorsqu'on étudie des niveaux inélastiques voisins du pic élastique. Or ce qui nous intéresse ici est cette courbe relativement loin du maximum, plus exactement l'intégrale

$$\int_{\lambda}^{\lambda_{max}} \varphi(\lambda)\, d\lambda$$

On a $$\lambda_{max} = \frac{E}{\xi} = \infty$$

et Landau montre que pour $\lambda > 10$

$$\varphi(\lambda) \sim \frac{1}{\lambda^2}$$

de sorte que :

$$\int_{\lambda}^{\infty} \varphi(\lambda)\, d\lambda = \frac{1}{\lambda}$$

La condition $\lambda > 10$ était largement satisfaite pour les énergies utilisées ; on avait $\xi \sim 2.10^{-2}$ MeV avec $\frac{\Delta E}{E} = 2,1$ %. La conclusion est que la fraction d'électrons ayant perdu par ionisation une énergie supérieure à ΔE est :

$$\delta_I = \frac{\xi}{\Delta E}$$

On voit qu'il s'agit d'une correction peu importante qui variait avec l'énergie d'une expérience à l'autre, et qui était de l'ordre de 0,6 %. Il est difficile d'apprécier l'erreur sur la correction ; nous admettons qu'elle est de l'ordre du tiers de la correction, soit de 0,2 %.

Le terme correctif est

$$1 + \delta_I$$

C'est le terme par lequel il faut diviser la section efficace théorique pour tenir compte de l'effet étudié.

4 - LA SECTION EFFICACE EXPERIMENTALE ABSOLUE. TABLEAUX DES CORRECTIONS ET DES ERREURS

a) *La section efficace expérimentale absolue*

La prise en considération des interactions secondaires dans la cible rend légitime d'égaler la section efficace théorique à la section efficace mesurée et on a :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Rosenbluth}} \Big/ e^{\delta_I} (1 + \delta_B) (1 + \delta_I) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{mesurée}}$$

Nous avons discuté tout au long de cette partie les appareils et les méthodes qui nous ont permis d'obtenir les divers termes qui interviennent dans l'expression de la section efficace mesurée : l'angle solide $\Delta\Omega$ (voir IV - 2.b), le nombre d'électrons incidents au cours d'une mesure n_i (voir IV - 3.d), le nombre de protons par cm^2 de cible normalement au faisceau n_c (voir IV - 4.d), le nombre mesuré d'électrons diffusés sur des protons N_H (voir V - 2.c) ; il s'agit de mesures absolues et on a :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{mesurée}} = \frac{N_H}{n_i n_c \Delta\Omega}$$

Nous appellerons section efficace expérimentale absolue, et nous désignerons par $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, la quantité :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{mesurée}} e^{\delta_T} (1 + \delta_B) (1 + \delta_I) = \frac{N}{n_i n_c \Delta\Omega}$$

en posant $$N = N_H e^{\delta_T} (1 + \delta_B) (1 + \delta_I)$$

Il s'agit, comme on voit, de la section efficace mesurée et corrigée : contrairement à $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{mesurée}}$, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ne dépend plus de la largeur des fentes d'analyse (voir V - 1.b). C'est la section efficace que l'on obtiendrait si on avait affaire à une diffusion pure sans phénomènes secondaires, puisque N représente le nombre total d'électrons diffusés à l'angle θ et englobe aussi bien le nombre des électrons comptés N_H, que la fraction calculée de ce nombre $e^{\delta_T}(1 + \delta_B) (1 + \delta_I)$ arrêtée par les fentes d'analyse. La section efficace expérimentale absolue $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est directement comparable à la section efficace de Rosenbluth $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R$ et on a :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R$$

b) *Tableau des corrections*

Les diverses corrections ont été discutées dans les paragraphes qui précèdent ; la plupart varie d'une expérience à l'autre. Il est clair que pour

chaque section efficace nous avons effectué les corrections appropriées. Le tableau 1 donne l'ordre de grandeur des corrections les plus importantes .

Tableau 1

Corrections

Correction radiative	18 %
Pertes de comptage	3 %
Bremsstrahlung	2 %
Efficacité du compteur Cerenkov	1 %
Ionisation	0, 6 %
Autres corrections	0, 4 %
Total	25 %

c) *Tableau des erreurs*

Nous avons insisté sur les erreurs et leurs causes tout au long de cette partie (IV, V). Nous avons déterminé plus de vingt sections efficaces expé-

Tableau 2

Erreurs

Erreurs sur la cinématique : ~ 1, 0 %	Energie	1, 0 %
	Angle de diffusion	0, 3 %
Erreurs sur le nombre N d'électrons diffusés : ~ 1, 5 %	Statistiques	1, 2 %
	Pertes de comptage	0, 2 %
	Normalisation en carbone	0, 2 %
	Efficacité du compteur Cerenkov	0, 6 %
	Correction radiative	0, 3 %
	Bremsstrahlung	0, 3 %
	Ionisation	0, 2 %
Erreurs sur le nombre n_i d'électrons incidents : ~ 0, 7 %	Cylindre de Faraday	0, 2 %
	Efficacité du M. E. S.	0, 5 %
	Capacité de charge	0, 4 %
	Tension au bord de la capacité	0, 1 %
	Fuite de la capacité	0, 1 %
	Diffusion multiple	0, 1 %
Erreurs sur le nombre n_c de protons cibles : ~ 0, 5 %	Angle de la cible	0, 5 %
	Epaisseur de la cible	0, 1 %
Erreurs sur l'angle solide $\Delta\Omega$: ~ 0, 6 %	Distance de la fente d'entrée	0, 5 %
	Surface de la fente d'entrée	0, 3 %
	Pénétration des bords	0, 2 %
$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ ~ ± 2, 1 %		

rimentales absolues (voir VII - 1, tableau 1). Chaque section efficace a été affectée d'une erreur qui lui est propre résultant d'une analyse minutieuse des erreurs partielles. Le tableau 2 donne l'ordre de grandeur des erreurs les plus importantes. L'erreur finale sur la section efficace expérimentale absolue $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est obtenue en sommant quadratiquement les erreurs partielles indépendantes, c'est-à-dire en supposant que celles-ci obéissent à une distribution gaussienne.

Rappelons que l'énergie est connue à 0,5 % et l'angle de diffusion θ à environ 3 minutes d'angle ; il en résulte que la précision sur le carré du quadritransfert q^2 est de l'ordre de 1 %.

Notons aussi que la section efficace de Mott doit être prise sans tenir compte des erreurs sur l'énergie et l'angle de diffusion, celles-ci étant englobées dans l'erreur sur la section efficace expérimentale absolue.

5 - DEDUCTION DES FACTEURS DE FORME $F_{ch}(q^2)$, $F_m(q^2)$ ET DE LEUR RAPPORT $F_m(q^2)/F_{ch}(q^2)$

Ayant accédé expérimentalement à la section efficace absolue $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ égale à celle donnée par la formule de Rosenbluth (voir II - 2.b, formule 8), et posant :

$$\boxed{\begin{aligned} a(q^2) &= \frac{1}{1 + \frac{q^2}{4M^2}} \left[F_{ch}^2(q^2) + \frac{q^2}{4M^2} \mu^2 F_m^2(q^2) \right] \\ b(q^2) &= 2 \left[\frac{q^2}{4M^2} \mu^2 F_m^2(q^2) \right] \end{aligned}} \qquad (1)$$

on a :

$$\boxed{\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} = a(q^2) + b(q^2) \ tg^2 \frac{\theta}{2}} \qquad (2)$$

A quadritransfert fixe, la variation de $\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott}$ doit être linéaire en fonction de $tg^2 \frac{\theta}{2}$.

En mesurant deux ou plusieurs sections efficaces à quadritransfert constant mais à des angles de diffusion θ différents, il suffit de porter $\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott}$ en fonction de $tg^2 \frac{\theta}{2}$ et de faire passer une droite par les points obtenus. La méthode des moindres carrés donne l'ordonnée à l'origine a et la pente b de la meilleure droite ainsi que les erreurs indépendantes et corrélées sur ces grandeurs. Les relations (1) déterminent alors les facteurs de forme et leur précision.

Les expériences ont toujours été menées de façon à minimiser les erreurs. Cela signifie que - sauf la position du spectromètre et le champ

dans celui-ci (c'est-à-dire l'angle de diffusion et l'énergie) - le dispositif expérimental restait inchangé au cours de ces deux ou plusieurs mesures généralement consécutives. Il est clair que dans ces conditions un grand nombre d'erreurs systématiques sur les sections efficaces disparaît dans la détermination du rapport F_m/F_{ch}, d'autres erreurs deviennent moins importantes, l'erreur relative sur ces grandeurs étant moindre que l'erreur absolue : la précision sur F_m/F_{ch} est surtout limitée par les erreurs statistiques sur les sections efficaces.

Le calcul d'erreurs montre par ailleurs, et cela ne comprend intuitivement, que pour deux sections efficaces mesurées avec une précision donnée, la précision sur les facteurs de forme dépend des conditions cinématiques : elle est d'autant meilleure que la mesure en avant correspond à un petit angle de diffusion et la mesure en arrière à un grand angle de diffusion.

Notons enfin que pour de faibles transferts et des angles de diffusion en avant petits, la détermination précise d'une seule section efficace permet de déduire avec précision le facteur de forme F_{ch} en connaissant une valeur même grossièrement approchée de F_m. Au contraire, pour des transferts plus élevés et des angles très en arrière, on aura une valeur assez précise de F_m ayant mesuré avec précision une seule section efficace et connaissant une valeur approchée de F_{ch}.

La programmation des expériences s'inspirait directement de ces faits.

VI. – LES EXPÉRIENCES RÉALISÉES ET LEUR COHÉRENCE INTERNE

1 - INTRODUCTION

Nous avons décrit le dispositif expérimental, la méthode de mesures des sections efficaces, les diverses corrections qu'elles nécessitent et les erreurs dont elles sont entachées. Nous avons vu comment on déduit les facteurs de forme à partir des sections efficaces. Avant d'aborder la troisième partie consacrée aux résultats, nous voudrions passer rapidement en revue l'essentiel des mesures effectuées et discuter leur cohérence interne.

2 - EXPERIENCES REALISEES DANS LA SALLE DE CIBLES "250 MeV"

Au cours de la période allant de l'été 1961 au printemps 1963 nous avons réalisé des expériences dans la salle de cibles "250 MeV". Nous y avons exploré le domaine de très bas transferts $0,3 < q^2 < 3,80\ f^{-2}$.

a) $q^2 = 0,30\ f^{-2}$; $q^2 = 0,49\ f^{-2}$ ($\theta = 60°$)

Ce sont les plus faibles valeurs de quadritransfert pour lesquelles nous avons pu mesurer des sections efficaces avec précision. Des mesures en arrière n'étaient pas possibles, à cause notamment de la diffusion multiple. Des valeurs précises de F_{ch} ont été trouvées. Voir [13].

b) $q^2 = 0,60\ f^{-2}$ ($\theta = 60°$ et $\theta = 150°$)

L'expérience avait pour but de mesurer les deux facteurs de forme du proton et leur rapport à un quadritransfert aussi petit que possible en conservant la précision maximale que notre appareillage nous permet d'atteindre. Nous avons rendu compte de cette expérience dans [12].

c) $q^2 = 1,00\ f^{-2}$ ($\theta = 60°$ et $\theta = 150°$)

Les deux facteurs de forme et leur rapport ont été trouvés. Voir [13]. Notons ici la valeur trouvée du facteur de forme de charge :

$$F_{ch} = 0,881\ (\pm\ 1\ \%)$$

d) $q^2 = 2,00\ f^{-2}$ ($\theta = 84°$ et $\theta = 150°$)

Les deux facteurs de forme et leur rapport ont été déterminés. Voir [18]. Notons ici la valeur trouvée pour le facteur de forme de charge :

$$F_{ch} = 0,784 \ (\pm\ 1,5\ \%)$$

e) *$q^2 = 2,98\ f^{-2}$ ($\theta = 105°$ et $\theta = 150°$); $q^2 = 1,05\ f^{-2}$ ($\theta = 104°$)*

Cette expérience est la première de la série. Voir [8]. Pour $q^2 = 2,98\ f^{-2}$ les deux facteurs de forme et leur rapport ont été déterminés. Pour $q^2 = 1,05\ f^{-2}$ une valeur précise de F_{ch} a été trouvée. Cette dernière, après une légère interpolation pour $q^2 = 1,00\ f^{-2}$, s'écrit :

$$F_{ch} = 0,889 \ (\pm\ 1,0\ \%)$$

f) *$q^2 = 3,80\ f^{-2}$ ($\theta = 150°$)*

L'expérience correspond au quadritransfert quasi-maximal que l'on puisse atteindre dans la salle "250 MeV". De la section efficace mesurée nous avons pu déduire une valeur assez précise de F_m, de l'ordre de ± 3 %, en utilisant une valeur approchée de F_{ch}. Cette valeur approchée a été déterminée en interpolant linéairement les valeurs de F_{ch} pour $q^2 = 2,98\ f^{-2}$ (Orsay) [8] et $q^2 = 4,00\ f^{-2}$ (Stanford) [70].

Les résultats des mesures réalisées dans la salle "250 MeV" ont été en partie communiqués à la Conférence Internationale de Genève (1962) [10] ; l'ensemble a été présenté à la Conférence Internationale de Stanford (Juin 1963) [14].

3 - EXPERIENCES REALISEES DANS LA SALLE DE CIBLES "500 MeV"

Poursuivant la détermination systématique des facteurs de forme du proton en fonction du quadritransfert, nous avons pu, durant l'été 1963, réaliser des expériences dans la salle de cibles "500 MeV" entièrement équipée à cette époque pour des expériences précises à des énergies allant jusqu'à 500 MeV.

a) *$q^2 = 0,90\ f^{-2}$ ($\theta = 60°$)*

Cette expérience avait pour but de relier les mesures réalisées dans la salle "250 MeV" avec celles à quadritransfert plus élevé que nous nous proposions de faire, en reprenant une mesure à bas transfert avec l'équipement de la salle "500 MeV". De la section efficace mesurée, nous avons déduit la valeur de F_{ch}. Interpolée pour $q^2 = 1,00\ f^{-2}$, cette dernière s'écrit :

$$F_{ch} = 0,880 \ (\pm\ 1,3\ \%)$$

b) *$q^2 = 5,43\ f^{-2}$ ($\theta = 75°$, $\theta = 120°$, $\theta = 135°$ et $\theta = 145°$)*

L'expérience, qui consistait dans la mesure de quatre sections efficaces, a parmis d'une part la détermination des facteurs de forme et de leur rapport, d'autre part une vérification précise, pour ce quadritransfert, de la variation linéaire de $\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}$ en fonction de $tg^2 \frac{\theta}{2}$ (voir VII - 2, figure 2).

Nous avons rendu compte de cette expérience à la Conférence Internationale de Sienne (Octobre 1963) [15].

4 - EXPERIENCES REALISEES DANS LA SALLE DE CIBLES "1 GeV"

Au cours de l'année 1964 nous avons pu poursuivre les expériences à quadritransferts plus élevés en utilisant les possibilités de la salle de cibles "1 GeV" nouvellement équipée. Le spectromètre de cette salle ne pouvant analyser les électrons ayant une énergie supérieure à ~ 600 MeV, nous avons été contraints à nous limiter au quadritransfert $q^2 \sim 10\ f^{-2}$. Voir [19].

a) $q^2 = 2,04\ f^{-2}$; $q^2 = 3,82\ f^{-2}$ ($\theta = 45°$)

Ces deux mesures avaient pour but de connecter les expériences dans la salle "1 GeV" avec celles antérieurement réalisées. Le facteur de forme de charge F_{ch} s'en déduit aisément, puisque nous connaissons pour ces quadritransferts le facteur de forme magnétique d'après les mesures antérieures (voir ci-dessus VI - 2.d et 2.f). La valeur du facteur de forme de charge trouvée pour $q^2 = 2,04\ f^{-2}$, s'écrit après une légère interpolation pour $q^2 = 2,00\ f^{-2}$:

$$F_{ch} = 0,803\ (\pm\ 1,5\ \%)$$

b) $q^2 = 8,00\ f^{-2}$ ($\theta = 60°$ et $\theta = 120°$)

Les deux facteurs de forme et leur rapport ont été déterminés. La précision est moindre que dans le cas des mesures à faibles transferts. Elle est limitée surtout par l'erreur statistique.

c) $q^2 = 10,2\ f^{-2}$ ($\theta = 60°$ et $\theta = 120°$)

Les deux facteurs de forme et leur rapport ont été trouvés. La précision est limitée par l'erreur statistique (faible taux de comptage, surtout lors de la mesure en arrière).

Les résultats des mesures réalisées dans la salle "1 GeV" ont été présentés à la Conférence Internationale de Dubna (1964) [16].

5 - COHERENCE INTERNE DE L'ENSEMBLE DES MESURES

Quoique la méthode des mesures (voir V) était la même au cours de toutes nos expériences, l'appareillage était propre à chaque salle de cibles. En comparant les valeurs de F_{ch} trouvées pour $q^2 = 1\ f^{-2}$ en août 1961 (salle "250 MeV"), en mars 1962 (salle "250 MeV") et en août 1963 (salle "500 MeV"), ainsi que les valeurs de F_{ch} trouvées pour $q^2 = 2\ f^{-2}$ en décembre 1961 (salle "250 MeV") et en avril 1964 (salle "1 GeV") (voir ci-dessus VI - 2.c, 2.e et 3.a ; 2.d et 4.a), on peut se faire une idée du degré de cohérence interne de nos mesures.

La figure 1 montre les résultats des mesures répétées de F_{ch} en fonction de la date de l'expérience.

On peut conclure à une reproductibilité avec une précision de l'ordre d'une erreur type, soit de l'ordre de 1 % à 2 %. Un tel résultat est satisfaisant. En particulier, les chances pour quelque erreur systématique importante et cachée due à un des appareils sont très faibles.

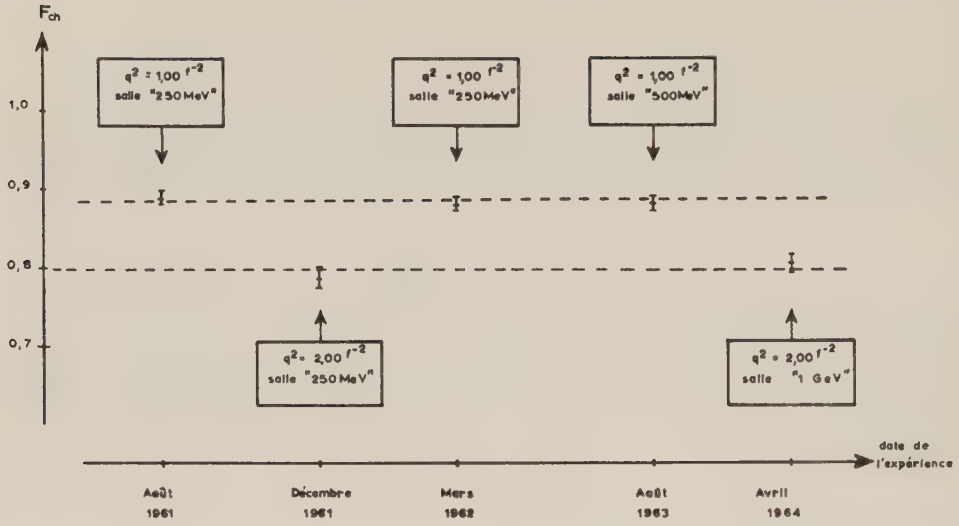


Fig. 1 - La cohérence interne des mesures.

TROISIÈME PARTIE

RÉSULTATS

VII. – LES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX CONSÉQUENCES DIRECTES

1 - LES SECTIONS EFFICACES EXPERIMENTALES ABSOLUES

Nous présentons ici (tableau 1) l'ensemble de nos résultats en termes de sections efficaces expérimentales absolues $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ pour lesquelles la formule de Rosenbluth est directement applicable. Dans la partie précédente nous avons traité de la liaison entre $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ et les sections efficaces effectivement mesurées (voir V - 4. a),des corrections et notamment de la plus importante, celle de Schwinger-Tsai (voir V - 3. a et figure 7), nous avons passé en revue chaque mesure (voir VI) et donné une liste détaillée des erreurs sur $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (voir V - 4. c et tableau 2).

La figure 1 montre la variation de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ en fonction du carré du quadri-transfert q^2 et de l'angle de diffusion θ.

2 - LA VARIATION LINEAIRE DE $\frac{d\sigma}{d\Omega}\Big/\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}$ EN FONCTION DE $tg^2\frac{\theta}{2}$ POUR $q^2 = 5,43\ f^{-2}$

La variation linéaire de $\frac{d\sigma}{d\Omega}\Big/\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}$ en fonction de $tg^2\frac{\theta}{2}$ est, comme nous l'avons rappelé (voir II - 5. b), une condition nécessaire de validité de la formule de Rosenbluth qui s'est prêtée à une série de vérifications à Stanford, Cornell et Harvard.

A Orsay, nous avons tenté une telle vérification pour $q^2 = 5,43\ f^{-2}$, en mesurant par ce quadritransfert quatre sections efficaces (voir paragraphe précédent, tableau 1) aux angles $\theta = 75°$, $120°$, $135°$ et $145°$. La vérification de la linéarité (figure 2) est assez spectaculaire. Nous y voyons en plus une preuve supplémentaire de cohérence de nos mesures (voir VI).

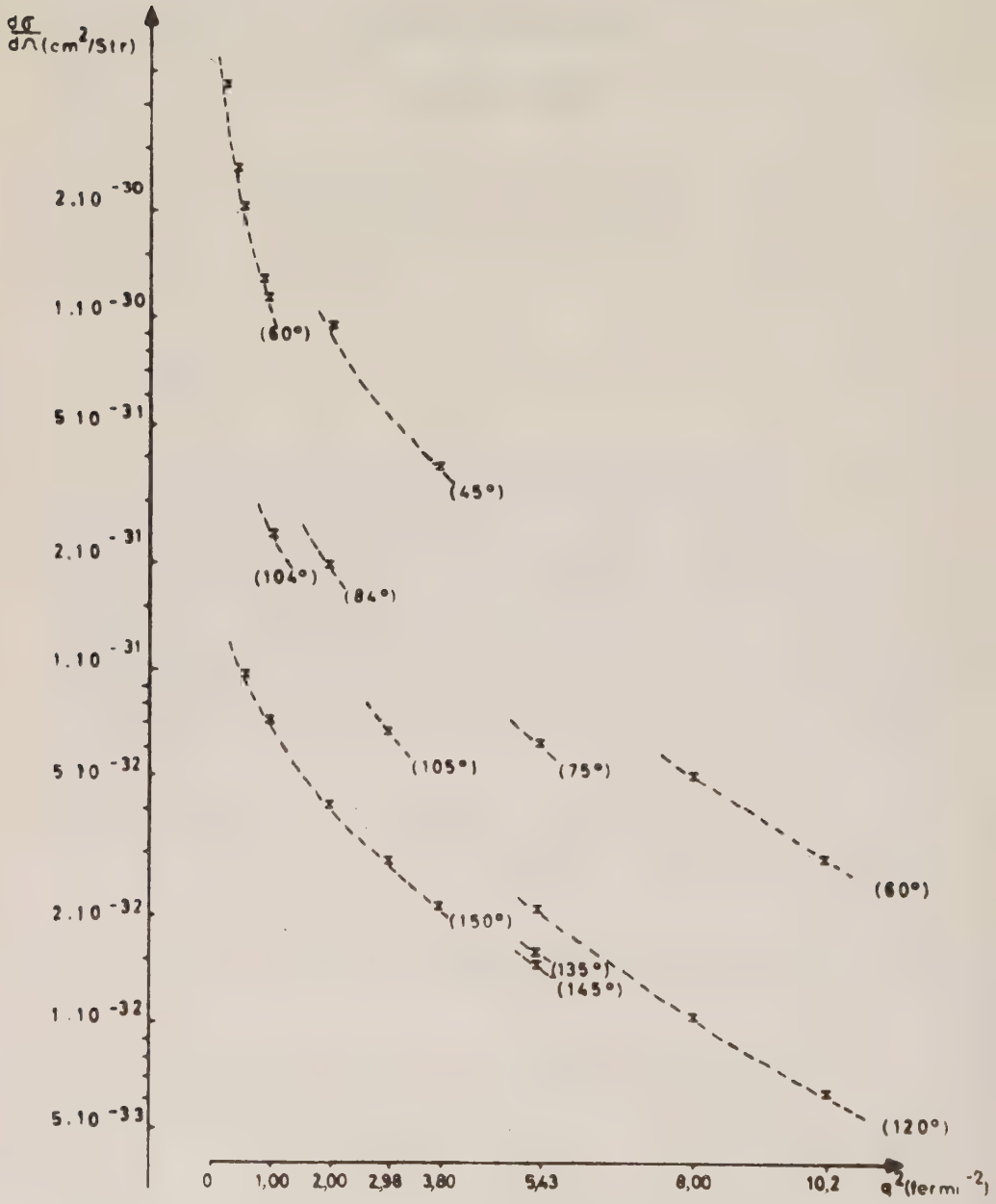


Fig. 1 - Variation de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ en fonction de q^2 et de θ.

Tableau 1

Sections efficaces de diffusion élastique électron-proton

q^2 (Fermi^{-2})	θ (degrés)	E_1 (MeV)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (cm^2/sr.)
0,30	60°	111,0	$4,549 \cdot 10^{-30}$ (± 2,0 %)
0,49	60°	143,0	$2,608 \cdot 10^{-30}$ (± 2,0 %)
0,60	60°	159,0	$2,061 \cdot 10^{-30}$ (± 2,2 %)
	150°	85,7	$9,573 \cdot 10^{-32}$ (± 2,0 %)
0,90	60°	197	$1,287 \cdot 10^{-30}$ (± 2,4 %)
1,00	60°	208	$1,143 \cdot 10^{-30}$ (± 2,0 %)
	150°	113,0	$7,085 \cdot 10^{-32}$ (± 2,0 %)
1,05	104°	139,0	$2,389 \cdot 10^{-31}$ (± 2,1 %)
2,00	84°	230	$1,970 \cdot 10^{-31}$ (± 2,0 %)
	150°	167,0	$4,070 \cdot 10^{-32}$ (± 2,0 %)
2,04	45°	390	$9,364 \cdot 10^{-31}$ (± 2,1 %)
2,98	105°	249	$6,533 \cdot 10^{-32}$ (± 2,1 %)
	150°	210	$2,836 \cdot 10^{-32}$ (± 2,3 %)
3,80	150°	242	$2,081 \cdot 10^{-32}$ (± 3,0 %)
3,82	45°	545	$3,703 \cdot 10^{-31}$ (± 2,4 %)
5,43	75°	438	$6,031 \cdot 10^{-32}$ (± 2,7 %)
	120°	328	$2,065 \cdot 10^{-32}$ (± 2,8 %)
	135°	311	$1,564 \cdot 10^{-32}$ (± 2,8 %)
	145°	304	$1,458 \cdot 10^{-32}$ (± 2,9 %)
8,00	60°	647	$5,008 \cdot 10^{-32}$ (± 2,2 %)
	120°	416	$1,033 \cdot 10^{-32}$ (± 3,0 %)
10,2	60°	745	$2,879 \cdot 10^{-32}$ (± 2,5 %)
	120°	485	$6,215 \cdot 10^{-33}$ (± 3,5 %)

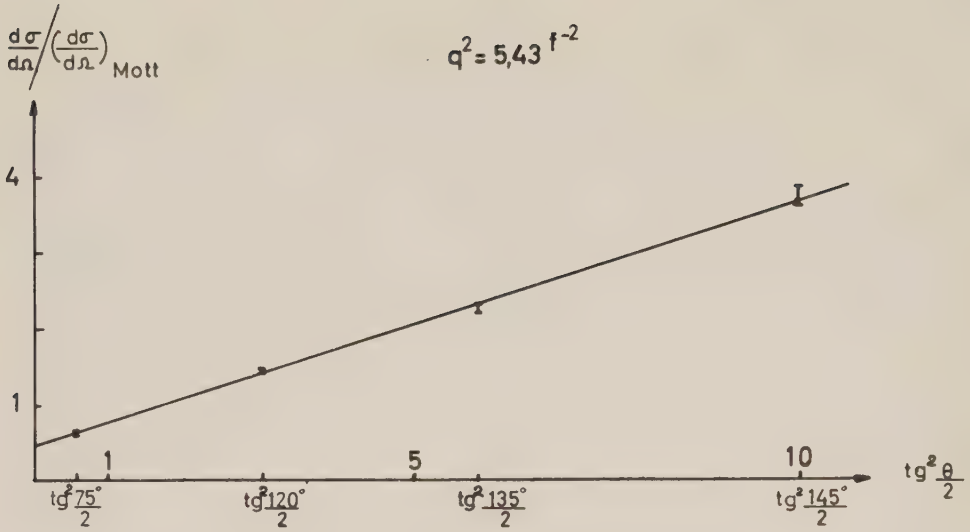


Fig. 2 - La "droite de Rosenbluth" pour $q^2 = 5{,}43\ f^{-2}$

3 - LES FACTEURS DE FORME DU PROTON

L'ensemble de nos résultats donnés en termes des facteurs de forme de charge et de magnétisme du proton (tableau 2), découle directement des sections efficaces (tableau 1). Nous avons discuté les facteurs dont dépend la précision sur les facteurs de forme ainsi que la façon de les déduire à partir des sections efficaces (voir V - 5).

a) *Le facteur de forme de magnétisme* $F_m(q^2)$

Les valeurs de $F_m(q^2)$ sont données dans le tableau 2, la variation de $F_m(q^2)$ avec q^2 est représentée sur la figure 3.

b) *Le facteur de forme de charge* $F_{ch}(q^2)$

Le même tableau 2 donne les valeurs trouvées de $F_{ch}(q^2)$. La figure 4 montre la variation de $F_{ch}(q^2)$ avec le carré du quadritransfert q^2.

Rappelons que la précision sur q^2 est de l'ordre de 1 % (voir V - 4.c) et que la normalisation est telle que :

$$F_{ch}(q^2) = G_E(q^2)\ ;\ F_m(q^2) = G_M(q^2)/2,793\ ;\ F_{ch}(0) = F_m(0) = 1$$

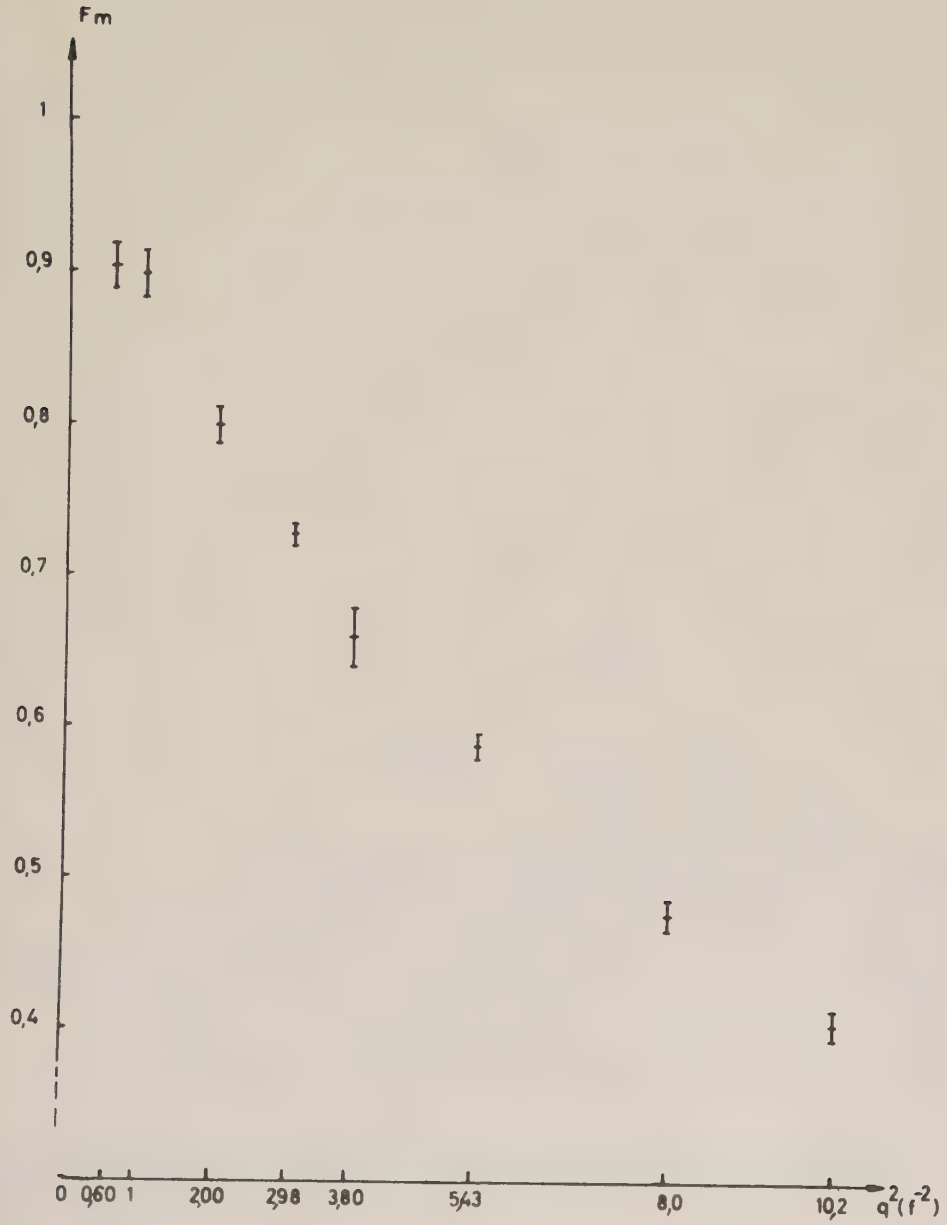


Fig. 3 - Le facteur de forme magnétique du proton.

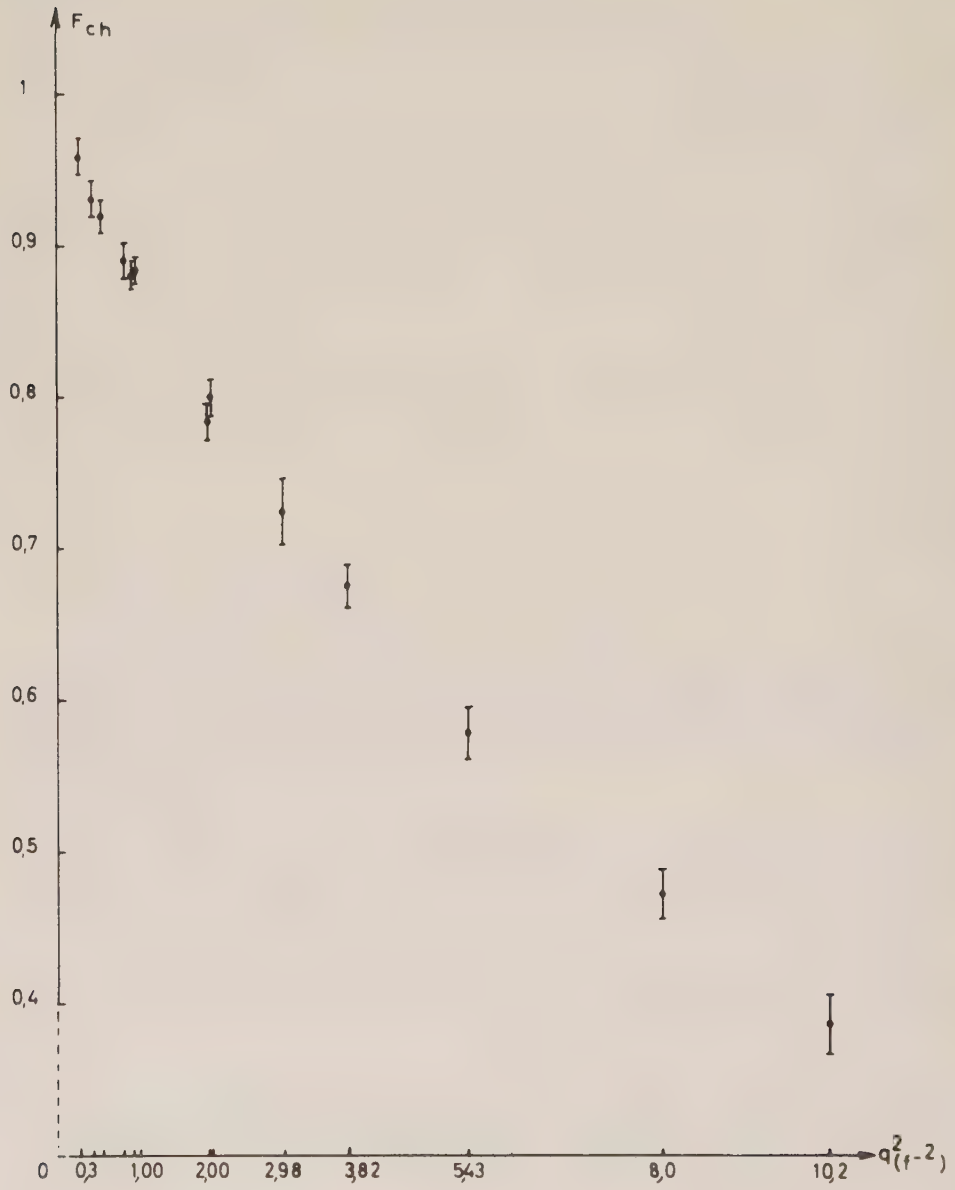


Fig. 4 - Le facteur de forme de charge du proton.

Tableau 2

Valeurs trouvées des facteurs de forme de magnétisme et de charge du proton et de leur rapport

q^2 (fermi^{-2})	F_m	F_{ch}	F_m/F_{ch}
0,30		0,958 (± 1,3 %)	
0,49		0,931 (± 1,3 %)	
0,60	0,904 (± 1,7 %)	0,919 (± 1,2 %)	0,984 (± 2,0 %)
0,90		0,890 (± 1,3 %)	
1,00	0,899 (± 1,8 %)	0,881 (± 1,0 %)	1,020 (± 1,6 %)
1,05		0,884 (± 1,0 %)	
2,00	0,800 (± 1,5 %)	0,784 (± 1,5 %)	1,021 (± 1,9 %)
2,04		0,800 (± 1,5 %)	
2,98	0,728 (± 1,0 %)	0,725 (± 3,0 %)	1,004 (± 1,4 %)
3,80	0,660 (± 3,0 %)		
3,82		0,675 (± 2,1 %)	
5,43	0,588 (± 1,5 %)	0,578 (± 3,0 %)	1,017 (± 3,0 %)
8,00	0,477 (± 2,2 %)	0,472 (± 3,4 %)	1,011 (± 5,2 %)
10,2	0,404 (± 2,5 %)	0,386 (± 5,2 %)	1,047 (± 7,4 %)

4 - L'EGALITE DES FACTEURS DE FORME : $F_m(q^2) = F_{ch}(q^2)$ POUR $q^2 \leqslant 10$ fermi^{-2}

Dès les premières analyses des résultats en termes des facteurs de forme de charge $F_{ch}(q^2)$ et de magnétisme $F_m(q^2)$ au lieu d'analyses en termes des facteurs de forme de Dirac $F_1(q^2)$ et de Pauli $F_2(q^2)$ (voir II - 1.b), on s'est aperçu que, contrairement à $F_1(q^2)$ et $F_2(q^2)$, les valeurs de $F_{ch}(q^2)$ et $F_m(q^2)$ restaient assez proches jusqu'à des transferts relativement élevés suggérant l'hypothèse [23] : $F_m(q^2) = F_{ch}(q^2)$.

Il n'était et il n'est cependant guère aisé de donner la réponse expérimentale quant aux limites de cette égalité ou égalité approximative. Les résultats de nos mesures nous permettent [16] de le faire dans le domaine $q^2 < 10,2$ fermi^{-2} que nous avons exploré.

Notons d'abord la figure 5 où sont portées nos valeurs de $F_{ch}(q^2)$ et $F_m(q^2)$. L'égalité en question y est assez apparente.

Mais on peut dire plus. En effet, les expériences ayant été programmées de façon à minimiser les erreurs (voir V - 5), le rapport F_m/F_{ch} a pu être déterminé avec une précision qui était le plus souvent de l'ordre de 2 % (voir VII - 3, tableau 2). Le tableau cité donne les 7 valeurs mesurées du rapport F_m/F_{ch} situées dans l'intervalle

$$0,60 \text{ f}^{-2} \leqslant q^2 \leqslant 10,2 \text{ f}^{-2}$$

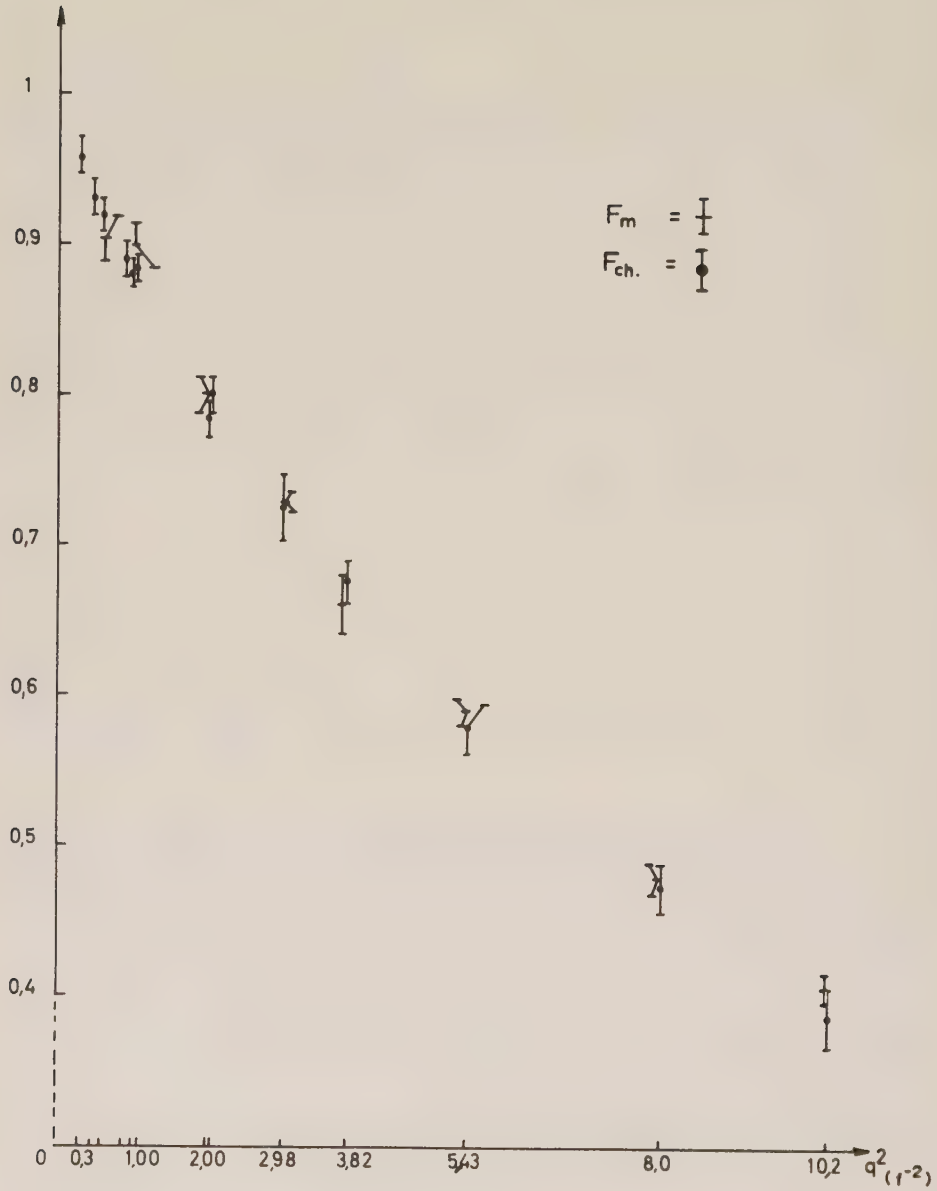


Fig. 5 - Les facteurs de forme de magnétisme et de charge du proton.

Pour $q^2 = 0$ on doit avoir $F_m/F_{ch} = 1$. En négligeant les termes d'ordre supérieur à q^2, on a :

$$F_m/F_{ch} = 1 + b\ q^2$$

La méthode des moindres carrés donne : $b = 0,003 \pm 0,003$. L'analyse en χ^2 donne : $\chi^2 = 2,6$ pour 6 degrés de liberté, montrant qu'il est légitime de négliger les termes d'ordre supérieur à q^2.

Il est satisfaisant de noter que la méthode des moindres carrés donne pratiquement le même résultat en utilisant une droite de la forme

$$F_m/F_{ch} = a + b'\ q^2$$

on trouve :

$$a = 1,0003 \qquad b' = 0,003$$

ce qui parle en faveur d'absence d'erreurs systématiques cachées (voir aussi à ce propos VI - 5).

La figure 6 montre nos points expérimentaux ainsi que la meilleure droite :

$$q^2 \leqslant 10,2\ f^{-2} \qquad F_m/F_{ch} = 1 + (0,003 \pm 0,003)\ q^2$$

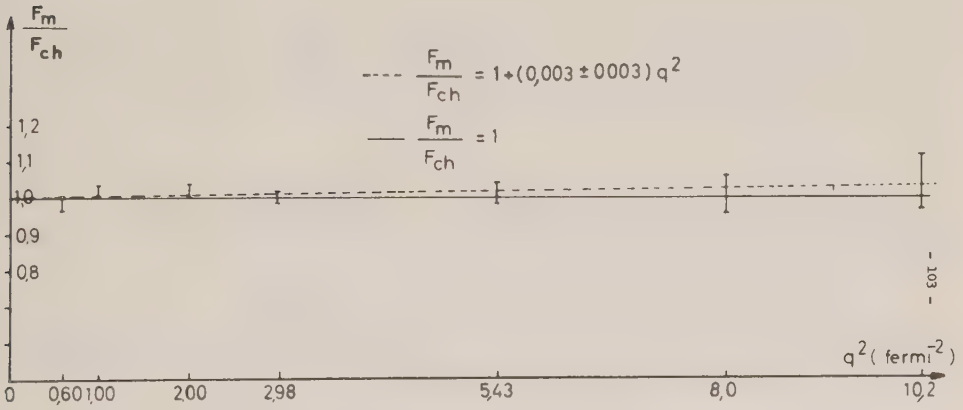


Fig. 6 - Variation avec q^2 du rapport F_m/F_{ch}.

L'horizontale est bien dans la limite des erreurs comme le montre la figure 6 ainsi que l'analyse en χ^2 qui donne pour la relation : $F_m/F_{ch} = 1$ $\chi^2 = 4,0$ avec 6 degrés de liberté (probabilité d'un χ^2 plus grand que celui-ci : $\sim 0,65$).

En conclusion on peut dire que pour $q^2 \leqslant 10\ f^{-2}$ et avec une précision supérieure à 3 % on a bien :

$$F_m(q^2) = F_{ch}(q^2)$$

5 - LES RAYONS CARRE MOYEN DES DISTRIBUTIONS DE CHARGE ET DE MAGNETISME DU PROTON INDEPENDAMMENT DE TOUT MODELE

Nous avons rappelé ce que l'on entend par rayon quadratique moyen de charge et de magnétisme et nous avons souligné les difficultés liées à leur détermination (voir II - 3).

Nous voudrions dans ce paragraphe déduire les rayons carré moyen sans faire appel à des expressions analytiques des facteurs de forme, en utilisant les valeurs mesurées des facteurs de forme (voir VII - 3, tableau 2) et en faisant simplement appel aux relations linéaires (voir II - 3).

Un simple coup d'œil sur la figure 3 et la figure 4 qui précèdent (voir VII - 3) montre que la variation des facteurs de forme avec q^2 n'est pas linéaire, de sorte que la difficulté est de savoir jusqu'à quelle valeur de q^2 l'erreur due à l'approximation linéaire n'est pas trop significative comparée aux erreurs expérimentales sur les points mesurés.

a) *Le rayon carré moyen de distribution de charge du proton* $|<r_{ch}^2>|^{1/2}$

La relation linéaire (voir II - 3) s'écrit :

$$F_{ch} = 1 - \frac{1}{6} < r_{ch}^2 > \quad q^2 \qquad (a)$$

Si on admet que (a) est valable seulement jusqu'à $q^2 \sim 1$ fermi^{-2}, nous disposons pour déterminer $< r_{ch}^2 >$ de 6 valeurs de F_{ch} (voir VII - 3, tableau 2). La méthode des moindres carrés donne : $|< r_{ch}^2 >|^{1/2} = 0,849 \pm 0,019$ fermi avec $\chi^2 = 3,7$ pour 5 degrés de liberté (probabilité d'observer un χ^2 supérieur : $\sim 0,60$).

En admettant que (a) est valable jusqu'à $q^2 \sim 2$ f^{-2}, nous disposons pour déterminer $< r_{ch}^2 >$ de 8 valeurs de F_{ch} et la méthode des moindres carrés donne : $|< r_{ch}^2 >|^{1/2} = 0,812 \pm 0,012$ fermi avec $\chi^2 = 11,0$ pour 7 degrés de liberté (probabilité d'observer un χ^2 supérieur : $\sim 0,15$).

L'hypothèse de validité de (a) étant étendue jusqu'à $q^2 \sim 3$ fermi^{-2}, nous disposons de 9 valeurs de F_{ch} pour la détermination de $< r_{ch}^2 >$ et la même méthode donne : $|< r_{ch}^2 >|^{1/2} = 0,802 \pm 0,011$ fermi avec $\chi^2 = 16,7$ pour 8 degrés de liberté (probabilité d'observer un χ^2 supérieur : $\sim 0,04$).

Ainsi, si l'analyse en χ^2 ne permet pas d'exclure la validité de la relation linéaire jusqu'à $q^2 \sim 2$ f^{-2}, elle semble indiquer assez clairement (dernière valeur de χ^2) que cette relation ne doit pas être utilisée au delà de $q^2 \sim 2$ f^{-2}.

b) *Le rayon carré moyen de distribution de magnétisme* $|<r_m^2>|^{1/2}$

La relation linéaire (voir II - 3) s'écrit :

$$F_m = 1 - \frac{1}{6} < r_m^2 > \quad q^2 \qquad (b)$$

Suivant que l'on admet que (b) est valable jusqu'à $q^2 \sim 1$ f^{-2} ou $q^2 \sim 2$ f^{-2},

on dispose pour déterminer $<r_m^2>$ de 2 ou 3 mesures (voir VII - 3, tableau 2) et la méthode des moindres carrés donne dans le premier cas $|<r_m^2>|^{1/2} = 0,841 \pm 0,048$ fermi, dans le second $|<r_m^2>|^{1/2} = 0,786 \pm 0,021$ fermi.

c) *Conclusion*

La détermination des rayons carré moyen à l'aide des relations linéaires indépendamment de tout modèle conduit aux résultats suivants sans qu'il soit possible de choisir :

- si les relations linéaires sont supposées valables jusqu'à $q^2 \sim 2\ f^{-2}$, alors :

$$|<r_{ch}^2>|^{1/2} = 0,812 \pm 0,012 \text{ fermi} \qquad |<r_m^2>|^{1/2} = 0,786 \pm 0,021 \text{ fermi}$$

- si, au contraire, on admet qu'elles ne sont pas valables au-delà de $q^2 \sim 1\ f^{-2}$, et ceci est à priori un point de vue plus prudent (voir II - 3), alors on a :

$$|<r_{ch}^2>|^{1/2} = 0,849 \pm 0,019 \text{ fermi} \qquad |<r_m^2>|^{1/2} = 0,841 \pm 0,048 \text{ fermi}$$

La tendance générale est d'utiliser les relations linéaires jusqu'à $q^2 \sim 2\ f^{-2}$. Nos valeurs sont en accord avec ces déterminations [71], [72].

Un point de vue raisonnable consisterait à prendre la moyenne des valeurs de chaque couple, en choisissant des erreurs plus grandes de façon à n'exclure aucune des deux possibilités.

On peut enfin, pour choisir entre les deux couples de valeurs, faire appel à un modèle ayant quelque fondement théorique (voir plus loin VIII - 5).

VIII. – UNE EXPRESSION PHÉNOMÉNOLOGIQUE SIMPLE DES FACTEURS DE FORME DU PROTON. CONSÉQUENCES

1 - POSITION DU PROBLEME. FORMULES A UN POLE

Nous avons rappelé (voir III) que la théorie qui s'offre actuellement pour interpréter les facteurs de forme trouverait son fondement dans les relations de dispersion qui sous leur forme la plus simple conduisent au modèle de Clémentel et Villi. Il est clair que le modèle de Clémentel et Villi à un seul pôle est dans cet ordre d'idées ce que l'on peut imaginer de plus simple. Un tel modèle semblait d'ailleurs assez réaliste avant la découverte du méson isoscalaire φ ou en supposant que son rôle est négligeable dans la structure électromagnétique du nucléon. En effet, la résonance ρ étant très large et sa masse assez voisine de celle de la résonance ω (voir III - 4), en supposant ces masses égales $m_\omega^2 = m_\rho^2 = m^2$, les relations (3) du troisième chapitre (voir III - 4) conduisent bien à des expressions du type "formule à un pôle" qui s'écrivent pour le proton :

$$F_m(q^2) = 1 - a + \frac{a}{1 + \frac{q^2}{m^2}} \qquad (1)$$

$$F_{ch}(q^2) = 1 - b + \frac{b}{1 + \frac{q^2}{m^2}} \qquad (2)$$

a, b et m constantes

En traitant a, b et m comme des paramètres libres on pouvait espérer, d'une part que les courbes expérimentales des facteurs de forme vérifieraient bien ces relations, et d'autre part conduiraient à une masse m de l'ordre de celle des résonances ρ et ω, c'est-à-dire de l'ordre de 750 à 800 MeV (m^2 de l'ordre de 14,5 f^{-2} à 16,5 f^{-2}).

De nombreux essais ont été faits dans ce sens déjà à l'époque où on utilisait de préférence les facteurs de forme de Dirac et de Pauli. Il nous paraît utile de relater notre tentative qui suit la méthode préconisée par Fubini [73].

2 - L'EXPRESSION DE F_m ET F_{ch} PAR LA MEME FORMULE A UN POLE

a) *Cas du facteur de forme magnétique* $F_m(q^2)$

La relation (1) du paragraphe précédent s'écrit encore :

$$\frac{q^2}{1 - F_m(q^2)} = \frac{m^2}{a} + \frac{1}{a} q^2$$

c'est-à-dire si (1) est vérifiée, la variation de $\frac{q^2}{1 - F_m(q^2)}$ en fonction de q^2 est nécessairement linéaire. La figure 1 montre nos points expérimentaux (voir VII - 3, tableau 2) ainsi que la meilleure droite donnée par la méthode des moindres carrés :

ordonnée à l'origine $\frac{m^2}{a} = 8,066 \pm 0,426$

coefficient angulaire $\frac{1}{a} = 0,903 \pm 0,066$

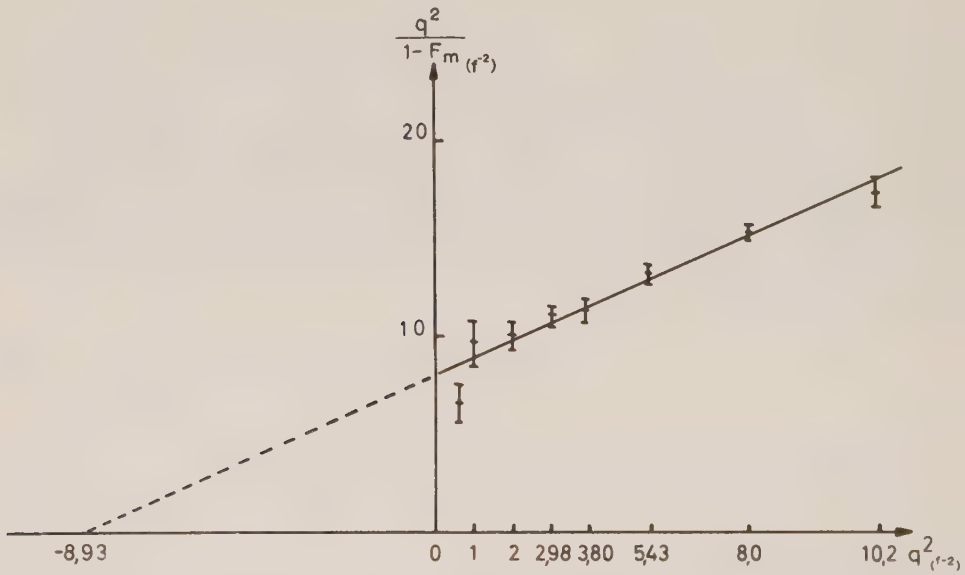


Fig. 1.

Les erreurs sont déduites aisément de la matrice des erreurs qui s'écrit :

$$\begin{vmatrix} \left[\Delta\left(\frac{m^2}{a}\right)\right]^2 = 1,810 \cdot 10^{-1} & \Delta\left(\frac{m^2}{a}\right)\Delta\left(\frac{1}{a}\right) = -2,483 \cdot 10^{-2} \\ \Delta\left(\frac{1}{a}\right)\Delta\left(\frac{m^2}{a}\right) = -2,483 \cdot 10^{-2} & \left[\Delta\left(\frac{1}{a}\right)\right]^2 = 4,343 \cdot 10^{-3} \end{vmatrix}$$

On en déduit :

$$m^2 = 8,93 \pm 1,09 \ f^{-2}$$

$$a = 1,11 \pm 0,08$$

La valeur de χ^2 est $\chi^2 = 6,5$ pour 7 degrés de liberté, montrant que l'utilisation de la relation linéaire est parfaitement légitime (probabilité d'un χ^2 plus grand que celui-ci : $\sim 0,50$). Le calcul d'erreurs montre par ailleurs que pour $q^2 \leqslant 10\ f^{-2}$ la formule (1) avec les paramètres déterminés ci-dessus représente F_m à mieux que 3 %.

b) *Cas du facteur de forme de charge* $F_{ch}(q^2)$

D'une façon tout à fait analogue la relation (2) s'écrit :

$$\frac{q^2}{1 - F_{ch}(q^2)} = \frac{m^2}{b} + \frac{1}{b} q^2$$

Un calcul semblable donne :

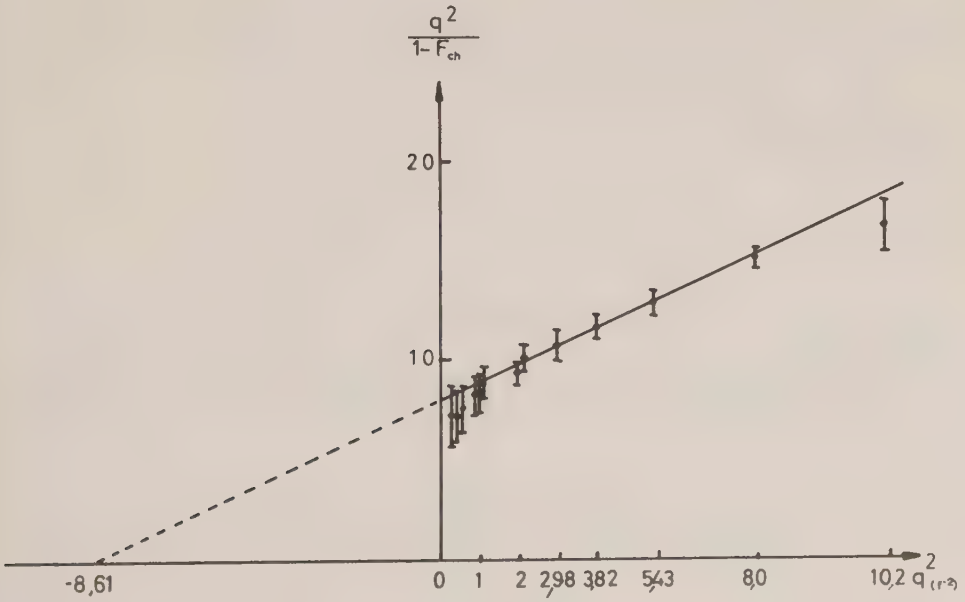


Fig. 2.

$$\text{ordonnée à l'origine } \frac{m^2}{b} = 7,973 \pm 0,538$$

$$\text{coefficient angulaire } \frac{1}{b} = 0,926 \pm 0,060$$

et en tenant compte de la corrélation des erreurs :

$$m^2 = 8,61 \pm 0,86 \text{ f}^{-2}$$

$$b = 1,08 \pm 0,07$$

La figure 2 montre nos points expérimentaux (voir VII - 3, tableau 2) et cette droite. Il est clair que la valeur absolue de l'abscisse d'intersection de cette droite avec l'axe des abscisses q^2 représente m^2.

On a $\chi^2 = 6,6$ pour 12 degrés de liberté (probabilité d'un χ^2 plus grand : $\sim 0,85$). Pour $q^2 \leqslant 10$ f^{-2} la formule (2) avec les paramètres donnés ci-dessus représente F_{ch} à mieux que 3 %.

c) *Conclusion*

La comparaison des résultats des deux sous-paragraphes qui précèdent montre qu'il est légitime d'écrire :

$$m^2 = 8,8 \pm 1,1 \text{ fermi}^{-2}$$

$$a \# b = 1,10 \pm 0,08$$

Si la valeur des paramètres est assez surprenante (voir paragraphe suivant), leur égalité ne saurait pas nous surprendre. Nous avons montré en effet que, indépendamment de tout modèle, nos résultats sont compatibles avec $F_m(q^2) = F_{oh}(q^2)$ à mieux que 3% (voir VII - 4).

En conclusion, on peut exprimer les facteurs de forme F_m et F_{ch} par la même formule à un pôle :

$$F_m(q^2) \# F_{ch}(q^2) \# - 0,1 + \frac{1,1}{1 + \frac{q^2}{8,8}} \qquad (3)$$

pour $q^2 < 10$ fermi^{-2}, cette formule représente les facteurs de forme à mieux que 3 %.

La figure 3 montre nos points expérimentaux (voir VII - 3, tableau 2) ainsi que la courbe qui correspond à cette formule.

3 - DISCUSSION DE LA FORMULE TROUVEE A UN POLE

La première question que l'on peut se poser concerne la validité de la formule (3) pour $q^2 > 10$ f^{-2}.

En termes de $G_M(q^2)$ et $G_E(q^2)$ utilisés couramment dans les analyses (nous rappelons que $F_m(q^2) = G_M(q^2)/2,793$ et $F_{ch}(q^2) = G_E(q^2)$) cette formule se traduit immédiatement par les relations :

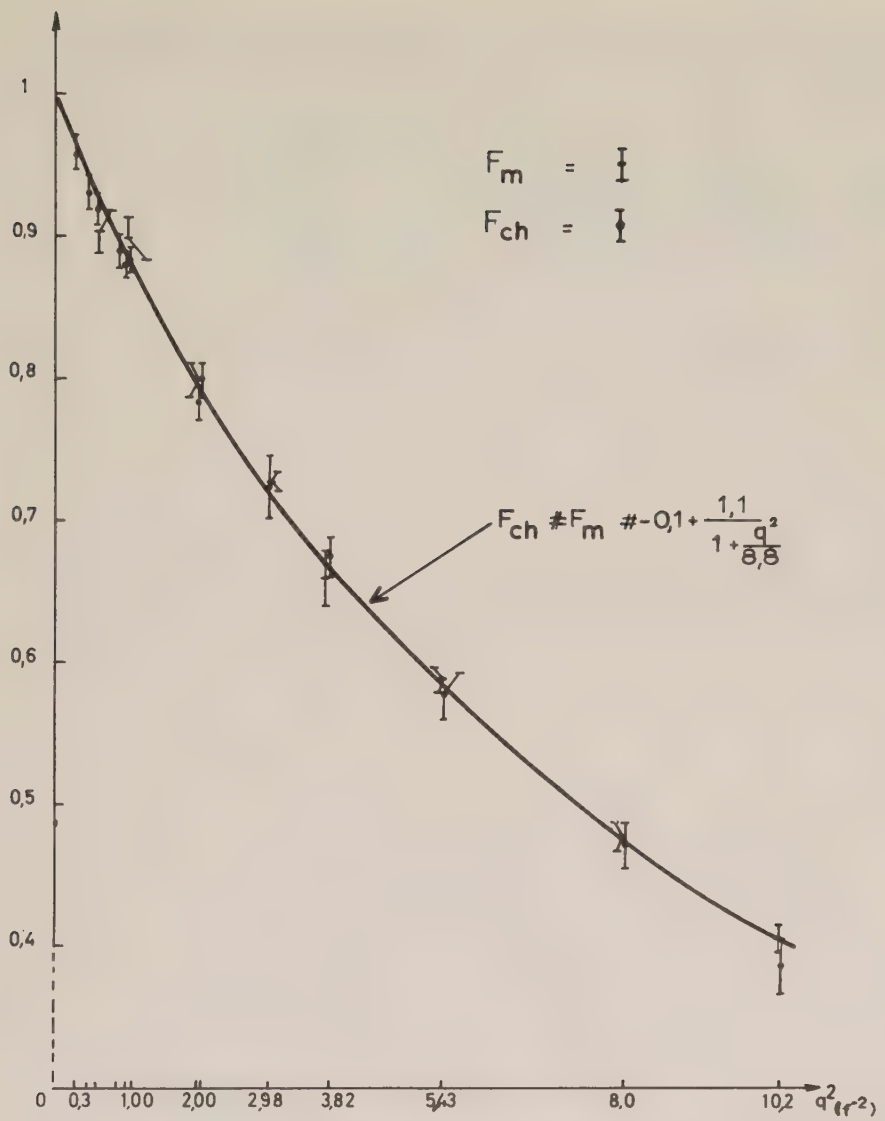


Fig. 3 - Les valeurs expérimentales des facteurs de forme de charge et de magnétisme du proton et la formule à un pôle.

$$\frac{q^2}{2,793 - G_M(q^2)} = 2,86 + 0,325\ q^2$$

$$\frac{q^2}{1 - G_E(q^2)} = 8,00 + 0,909\ q^2$$

Ces droites sont représentées sur la figure 4. Sur cette même figure nous avons porté les quantités expérimentales correspondantes en fonction de q^2 pour $q^2 < 45$ fermi^{-2}. Les valeurs expérimentales de $G_M(q^2)$ et $G_E(q^2)$ sont

celles données dans l'article-revue de Hand et al [72] ; elles représentaient, selon ces auteurs, l'ensemble des résultats mondiaux disponibles vers le début 1963.

Il est certain que l'accord entre la formule proposée à un pôle et les valeurs expérimentales du facteur de forme magnétique pour $q^2 \leqslant 45\ f^{-2}$ est assez remarquable (voir figure 4).

Il ne parait cependant pas possible d'attacher à la formule à un pôle trop d'importance et ceci pour les raisons suivantes :

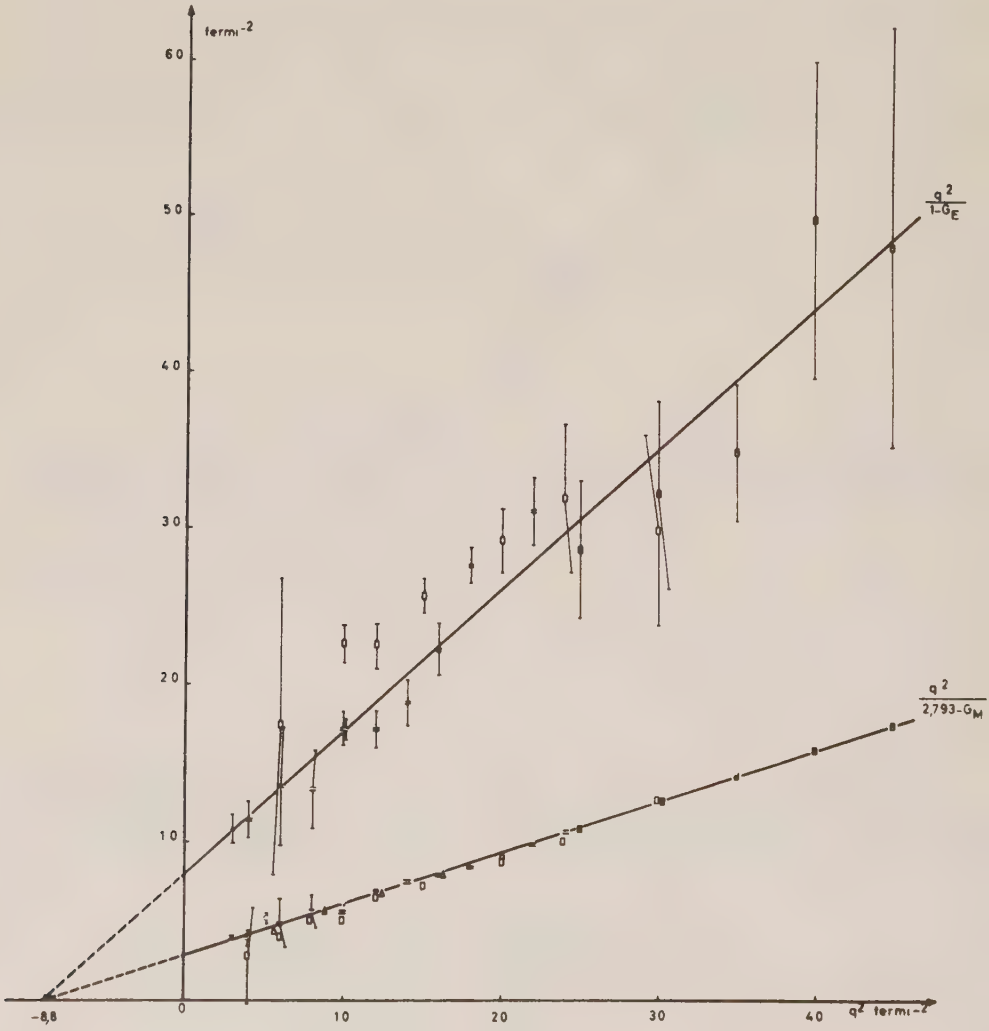


Fig. 4.

- L'accord entre cette formule et les valeurs expérimentales du facteur de forme de charge du proton pour $q^2 > 10$ est moins bon ; en grande partie, il est vrai, à cause de la dispersion des points expérimentaux (voir figure 4).

- La masse du pôle ($m^2 = 8,8 \pm 1,1$ f^{-2}) est de 585 ± 35 MeV au lieu de 750 à 800 MeV que l'on prévoyait. Notons cependant que la masse du pôle est exactement celle que de Vries et al ont été amenés à assigner, dans une récente analyse des résultats de Stanford [47], à la masse "effective" du méson ρ. Voir aussi [48].

- Un grand nombre de résultats expérimentaux sont venus s'ajouter au cours des deux dernières années. Les résultats de Harvard qui vont jusqu'à $q^2 = 175$ f^{-2} [9] donnent pour

$$q^2 = 75 \text{ fermi}^{-2} \qquad F_m = 0,047 \pm 0,010$$

$$q^2 = 100 \text{ fermi}^{-2} \qquad F_m = 0,032 \pm 0,003$$

alors que (3) donne une valeur nulle pour $q^2 = 88$ fermi^{-2} et au-delà des valeurs légèrement négatives.

En résumé, il paraît prudent de ne voir dans la formule trouvée à un pôle qu'une expression phénoménologique des facteurs de forme applicable dans un domaine restreint des quadritransferts.

4 - UNE EXPRESSION PRATIQUE DE LA SECTION EFFICACE DE DIFFUSION ELASTIQUE ELECTRON-PROTON

Il est clair qu'aucune formule phénoménologique ne saurait résoudre le problème de la structure du proton, puisque, par essence même, il s'agit de formules dont on ne comprend guère la signification des paramètres.

Une telle formule peut, par contre, résoudre le problème pratique de la détermination de la section efficace en fonction de l'angle de diffusion et de l'énergie (ou du quadritransfert), en substituant dans la formule de Rosenbluth les facteurs de forme - fonctions inconnues du quadritransfert - par des expressions mathématiques connues de ceux-ci. Encore faut-il être en mesure de préciser l'erreur sur la section efficace que l'on risque ainsi de commettre pour qu'une formule phénoménologique soit vraiment utile.

En portant l'expression (3) du chapitre VIII (voir VIII - 2.c) dans la formule (8) du chapitre II (voir II - 2.b) et en explicitant les constantes, on a :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left(\frac{1 + \frac{q^2}{11,6}}{1 + \frac{q^2}{90,5}} + \frac{q^2}{5,8} \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right) \left(-0,1 + \frac{1,1}{1 + \frac{q^2}{8,8}} \right)^2 \qquad (4)$$

Pour des angles de diffusion θ et des énergies E_1 tels que $q^2 < 10$ fermi^{-2} (voir cinématique : chapitre I), la formule (4) ci-dessus, où q^2 doit être exprimé en fermi^{-2}, donne la section efficace de diffusion élastique électron-proton avec une précision supérieure à 6 %.

5 - LES RAYONS QUADRATIQUES MOYENS DE CHARGE ET DE MAGNETISME DU PROTON DANS LE CADRE DU MODELE DE CLEMENTEL ET VILLI

En admettant que les expressions (1) et (2) (voir VIII - 1) sont valables pour $q^2 \longrightarrow 0$, nous avons là une deuxième méthode pour déterminer les valeurs des rayons carré moyen du proton.

a) *Le rayon carré moyen de la distribution de magnétisme* $|< r_m^2 >|^{1/2}$

On a (voir II - 3 et VIII - 1) :

$$< r_m^2 > \; = \; - \; 6 \left(\frac{dF_m}{dq^2} \right)_{q^2=0}$$

$$F_m = 1 - a + \frac{a}{1 + \frac{q^2}{m^2}} \qquad \text{soit} \qquad - \left(\frac{dF_m}{dq^2} \right)_{q^2=0} = \frac{a}{m^2}$$

Or $\frac{a}{m^2}$ n'est autre chose que l'inverse de l'ordonnée à l'origine de la droite représentée sur la figure 1 (voir VIII - 2.a) dont nous avons déterminé la valeur :

$$\frac{m^2}{a} = 8,066 \pm 0,426$$

On en déduit aisément :

$$|< r_m^2 >|^{1/2} = 0,863 \pm 0,023 \text{ fermi}$$

b) *Le rayon carré moyen de la distribution de charge* $|< r_{ch}^2 >|^{1/2}$

On a de même (voir II - 3 et VIII - 1) :

$$< r_{ch}^2 > \; = \; - \; 6 \left(\frac{dF_{ch}}{dq^2} \right)_{q^2=0} \qquad F_{ch} = 1 - b + \frac{b}{1 + \frac{q^2}{m^2}}$$

et (voir VIII - 2.b et figure 2) : $\frac{m^2}{b} = 7,973 \pm 0,538$

d'où : $$|< r_{ch}^2 >|^{1/2} = 0,867 \pm 0,029 \text{ fermi}$$

c) *Discussion et conclusion*

Les valeurs des rayons quadratiques moyens que nous venons de déterminer sont liées au modèle de Clementel et Villi à un pôle. Or si un tel modèle à un seul pôle ne semble pas se prêter à une interprétation théorique, on continue à penser actuellement que ce même modèle à plusieurs pôles pourrait avoir un sens théorique (voir III et IX).

La question à laquelle nous voudrions répondre ici est la suivante : dans quelles limites un modèle de Clementel et Villi à plusieurs pôles peut affecter les valeurs des rayons carré moyen déterminées sur la base de ce même modèle mais à un seul pôle. La réponse n'est pas aisée, on dispose cependant de deux indications sérieuses :

- Premièrement, l'accord entre les points expérimentaux et les courbes de $F_{ch}(q^2)$ et $F_m(q^2)$ trouvées (voir VIII - 2.a et VIII - 2.b) reste satisfaisant dans tout l'intervalle $0,3\ f^{-2} < q^2 < 10,2\ f^{-2}$ et notamment pour les faibles valeurs de q^2 ($q^2 < 2\ f^{-2}$).

- Deuxièmement, les valeurs trouvées indépendamment de tout modèle (voir VII - 5) représentent en particulier des indications relatives au modèle de Clementel et Villi à plusieurs pôles. Or si nous admettons que les relations linéaires sont valables tout au plus jusqu'à $q^2 \sim 1\ f^{-2}$, ce qui est un point de vue raisonnable puisque à priori les relations linéaires sont d'autant moins erronées que q^2 est petit (voir II - 3), l'accord entre les valeurs des rayons carré moyen trouvées par ces deux méthodes complémentaires est assez suggestif :

détermination indépendante de tout modèle (voir VII - 5) :

$$|<r^2_{ch}>|^{1/2} = 0,849 \pm 0,019 \text{ fermi} \qquad |<r^2_m>|^{1/2} = 0,841 \pm 0,048 \text{ fermi}$$

détermination basée sur un modèle de Clémentel et Villi (voir ci-dessus) :

$$|<r^2_{ch}>|^{1/2} = 0,867 \pm 0,029 \text{ fermi} \qquad |<r^2_m>|^{1/2} = 0,863 \pm 0,023 \text{ fermi}$$

En prenant la moyenne pondérée des valeurs qui précèdent, on est tenté de conclure que le modèle de Clémentel et Villi, et ceci quel que soit le nombre de pôles, ne devrait pas conduire à des rayons carré moyen de charge et de magnétisme du proton situés en dehors des limites :

$$0,83 \text{ fermi} < |<r^2_{ch}>|^{1/2} < 0,87 \text{ fermi}$$

$$0,84 \text{ fermi} < |<r^2_m>|^{1/2} < 0,88 \text{ fermi}$$

Nous verrons (voir IX - 3.b) que les valeurs de $|<r^2_{ch}>|^{1/2}$ et $|<r^2_m>|^{1/2}$ résultant d'une étude plus approfondie se situent bien dans ces limites.

IX. – UNE EXPRESSION THÉORIQUE POSSIBLE DES FACTEURS DE FORME DU NUCLÉON

1 - LES HYPOTHESES

Nous nous proposons d'établir l'expression des facteurs de forme de Dirac $F_1^{p,n}(q^2)$ et de Pauli $F_2^{p,n}(q^2)$ (voir II - 1.b) et d'en déduire les facteurs de forme de charge $G_E^{p,n}(q^2)$ et de magnétisme $G_M^{p,n}(q^2)$ (voir II - 2.a) à l'aide des relations qui relient ces deux couples :

$$\boxed{\begin{aligned} G_E^{p,n}(q^2) &= F_1^{p,n}(q^2) - \frac{q^2}{4M^2}\, k^{p,n}\, F_2^{p,n}(q^2) \\ G_M^{p,n}(q^2) &= F_1^{p,n}(q^2) + k^{p,n}\, F_2^{p,n}(q^2) \end{aligned}} \qquad (1)$$

$$G_E^p(0) = 1 \qquad G_E^n(0) = 0 \qquad G_M^p(0) = 2,793 \qquad G_M^n(0) = -1,913$$

Nous admettons que les facteurs de forme de Dirac et de Pauli obéissent aux relations de dispersion ce qui serait équivalent, au cas de résonances très étroites, au modèle de Clémentel et Villi (voir III - 3).

Nous négligeons la différence de masse entre le proton et le neutron (de l'ordre de 0, 001) et nous prenons pour la masse du nucléon celle du proton, soit :

$$\underline{4M^2 = 90,44 \text{ fermi}^{-2}}$$

Sans préjuger de l'expression des facteurs de forme de charge et de magnétisme qui dépendent des hypothèses qui suivent, notons immédiatement que les $G_{E,M}^{p,n}(q^2)$ étant déduites des $F_{1,2}^{p,n}(q^2)$ à l'aide des relations (1), vérifieront nécessairement les deux conditions $G_E^{p,n}(-4M^2) = G_M^{p,n}(-4M^2)$. Ces conditions qui auraient un fondement théorique sérieux [51] apparaitront donc comme conséquences de l'approche adoptée.

Par ailleurs nous admettons essentiellement les quatre hypothèses qui suivent :

- <u>1ère hypothèse : absence de "cœurs durs"</u>

$$G_{E,M}^{p,n}(q^2) \longrightarrow 0 \qquad q^2 \longrightarrow \infty$$

Cette hypothèse, émise par les physiciens de Harvard et qui est com-

patible avec leurs mesures à très haut transfert [74], [9] (voir aussi III - 5), peut s'écrire d'une façon équivalente en vertu des relations (1) :

$$F_{1,2}^{p,n}(q^2) \longrightarrow 0 \qquad q^2 \longrightarrow \infty \tag{2}$$

$$q^2 F_2^{p,n}(q^2) \longrightarrow 0 \qquad q^2 \longrightarrow \infty \tag{3}$$

- 2ème hypothèse : deux résonances isoscalaires et deux seulement

Nous supposons donc qu'il n'y a pas d'autres résonances isoscalaires jouant un rôle dans la structure électromagnétique du nucléon en dehors des deux résonances effectivement connues ω et φ. Celles-ci étant étroites, peuvent s'exprimer chacune par un terme de Clementel et Villi. Les dernières tables (Juin 1964) donnent pour leurs masses (voir III - 4) :

$$m_\omega^2 = 15,74 \text{ fermi}^{-2} \qquad m_\varphi^2 = 26,70 \text{ fermi}^{-2}$$

- 3ème hypothèse : validité du résultat donné par l'interaction neutron-électron

On considère généralement ce résultat (voir II - 4) comme un des mieux établis expérimentalement. Il s'écrit :

$$\left(\frac{dG_\varepsilon^n}{dq^2}\right)_{q^2=0} = 0,021 \text{ ou } \boxed{\left(\frac{dF_1^n}{dq^2}\right)_{q^2=0} = 0} \tag{4}$$

Les deux écritures sont parfaitement équivalentes en vertu de (1) et en négligeant, comme nous le faisons, l'erreur de l'ordre de 0,001 que l'on peut ainsi commettre.

Il est facile à voir, nous le montrerons explicitement, que ces trois hypothèses couramment admises ce qui sont toutes fondées sur des expériences déterminent parfaitement la partie isoscalaire des facteurs de forme, aussi bien de Dirac - Pauli que de charge - magnétisme, en fonction d'un seul paramètre que nous choisissons être le rayon carré moyen de charge du proton. Comme on connait actuellement mieux qu'un ordre de grandeur de cette quantité, on peut donner des valeurs approchées des résidus des pôles des deux résonances isoscalaires, et ceci tout à fait indépendamment de la partie isovectorielle, notamment du nombre ou de l'expression des résonances isovectorielles.

Pour essayer d'accéder à la partie isovectorielle une dernière hypothèse est nécessaire, puisque l'idée simple qui consiste à représenter la résonance ρ par un terme de Clementel et Villi avec une masse égale à sa masse observée ne rend pas compte des faits expérimentaux (voir III - 4).

Comme nous l'avons rappelé (voir III - 5), deux attitudes différentes ont été adoptées depuis : soit en spéculant sur la grande largeur de la résonance ρ on fait varier sa masse tout en représentant cette résonance par une seule fonction δ, soit on introduit de nouvelles résonances notamment une deuxième résonance isovectorielle hypothétique.

L'hypothèse suivante que nous adoptons relève de ces deux attitudes à la fois, sans être l'expression d'aucune des deux. Nous la discuterons longuement après en avoir tiré les conséquences :

- 4ème hypothèse : la partie isovectorielle des facteurs de forme peut être représentée par deux termes de Clementel et Villi

Mais nous supposons, au lieu de faire des hypothèses plaussibles concernant la signification de chacun de ces termes ρ et ρ' et notamment la masse $m_{\rho'}$, que nous ne connaissons pas davantage la signification du terme ρ et notamment pas sa masse m_ρ.

Une telle attitude n'est pas paradoxale, la résonance ρ étant bien mystérieuse [75]. C'est à l'ensemble des deux termes, qui jouent, comme on verra, un rôle parfaitement symétrique par rapport à la masse observée de la résonance ρ, que nous porterons notre attention.

2 - LES CALCULS. VALEURS APPROCHEES DES RESIDUS DES POLES DES RESONANCES ISOSCALAIRES

a) *Notations*

Nous posons (voir 4ème hypothèse) :

$$\boxed{x = m_\rho^2} \qquad x' = m_{\rho'}^2, \qquad x \text{ et } x' \text{ seront exprimés en fermi}^{-2}$$

Nous posons par ailleurs :

$$\boxed{y = \left(-\frac{dG_E^p}{dq^2}\right)_{q^2=0}} \qquad \boxed{z = \frac{1}{2,793}\left(-\frac{dG_M^p}{dq^2}\right)_{q^2=0}}$$

y et z seront exprimés en fermi^2

Il est clair que l'on a : $y = \frac{\langle r_{ch}^2\rangle_p}{6}$ et $z = \frac{\langle r_m^2\rangle_p}{6}$

$|\langle r_{ch}^2\rangle_p|^{1/2}$ et $|\langle r_m^2\rangle_p|^{1/2}$

étant les rayons quadratiques moyens de charge et de magnétisme du proton (voir II - 3).

Notons, en tenant compte de (1), les relations nécessaires :

$$\left.\begin{aligned}\left(-\frac{dF_1^p}{dq^2}\right)_{q^2=0} &= y - 0,0198\\ k^p\left(-\frac{dF_2^p}{dq^2}\right)_{q^2=0} &= 2,793\ z - y + 0,0198\end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

b) *Les expressions paramétriques des facteurs de frome de Dirac $F_1^{p,n}(q^2)$ et de Pauli $F_2^{p,n}(q^2)$*

En considérant les facteurs de forme isoscalaires $F_{1,2}^s(q^2)$ et isovectoriels $F_{1,2}^v(q^2)$ correspondant aux facteurs de forme de Dirac - Pauli, on a :

$$\left.\begin{aligned}F_1^{p,n} &= F_1^s \pm F_1^v\\ k^{p,n}F_2^{p,n} &= F_2^s \pm F_2^v\end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

$F_1^p(0) = 1 \qquad F_1^n(0) = 0 \qquad F_2^{p,n}(0) = 1 \qquad k^p = 1,793 \qquad k^n = -1,913$

et en vertu des relations (2) (1ère hypothèse) et des hypothèses 2 et 4 :

$$\left.\begin{aligned} F_1^s &= 0,5 \left(\frac{c}{1 + \frac{q^2}{15,74}} + \frac{1 - c}{1 + \frac{q^2}{26,70}} \right) \\ F_2^s &= - 0,060 \left(\frac{\gamma}{1 + \frac{q^2}{15,74}} + \frac{1 - \gamma}{1 + \frac{q^2}{26,70}} \right) \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

$$\left.\begin{aligned} F_1^v &= 0,5 \left(\frac{d}{1 + \frac{q^2}{x}} + \frac{1 - d}{1 + \frac{q^2}{x'}} \right) \\ F_2^v &= 1,853 \left(\frac{\delta}{1 + \frac{q^2}{x}} + \frac{1 - \delta}{1 + \frac{q^2}{x'}} \right) \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

Les 6 inconnues du problème c, γ, d, δ, x, x' sont reliées par 3 conditions : les deux relations (3) (1ère hypothèse) et la relation (4) (3ème hypothèse), de sorte qu'il s'agit d'un problème à 3 paramètres indépendants.

Nous choisissons x, c'est-à-dire le carré de la masse de l'un des deux termes isovectoriels (voir 4ème hypothèse et notations) comme un des trois paramètres indépendants. Mais au lieu de choisir les deux autres paramètres indépendants parmi les cinq qui restent directement disponibles, nous choisissons y et z, c'est-à-dire les rayons quadratiques moyens de charge et de magnétisme du proton. Un tel choix est bien plus raisonnable et ceci pour deux raisons : d'une part on connait mieux qu'un ordre de grandeur des rayons carré moyen du proton, alors qu'on ne sait à priori rien sur les cinq paramètres directement disponibles (c, γ, d, δ, x'), d'autre part il est facile de voir par des considérations algébriques élémentaires qui découlent des hypothèses de départ, que ces cinq paramètres sont parfaitement déterminés en fonction de x, y et z. On a en effet, en tenant compte du comportement à l'origine (relations (4) et (5)) et du comportement à l'infini (relations (3)) :

$$\left.\begin{aligned} c &= 38,34\ y - 2,195 \\ \gamma &= 2,436 \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

$$\boxed{x_o = \frac{2}{1,5073\ z - 0,5397\ y + 0,0140}} \qquad (10)$$

$$\boxed{\frac{1}{x'} + \frac{1}{x} = \frac{2}{x_o}} \qquad (11)$$

$$\left.\begin{aligned} d &= 1 + \frac{\frac{1}{x} - y + 0,0198}{\frac{2}{x_o} - \frac{2}{x}} \\ \delta &= \frac{-\frac{1}{x}}{\frac{2}{x_o} - \frac{2}{x}} \end{aligned}\right\} \qquad (12)$$

Contrairement aux résidus des pôles des résonances isoscalaires (c , γ) qui s'expriment uniquement en fonction du rayon carré moyen de charge du proton (paramètre y), les résidus des pôles des termes isovectoriels (d , δ) ainsi que le carré de la masse du deuxième terme isovectoriel (x') s'expriment en fonction des 3 paramètres x, y et z, puisque la quantité x_o qui y intervient s'exprime en fonction de y et z. Notons dès à présent le rôle symétrique de x et x' par rapport à x_o (relation (11)).

Il est aisé de voir que dans le cas particulier où $x = x' = x_o$, les constantes de couplage de la partie isovectorielle deviennent infinies et de signes opposés : cette forme indéfinie se traduit algébriquement par un pôle simple et un pôle double de même masse x_o. On a :

$$\left.\begin{aligned} F_1^v &= 0,5 \left\{ \frac{1 - [2 - (y - 0,0198)\, x_o]}{\left(1 + \frac{q^2}{x_o}\right)^2} + \frac{[2 - (y - 0,0198)\, x_o]}{\left(1 + \frac{q^2}{x_o}\right)} \right\} \\ F_2^v &= 1,853 \left\{ \frac{1}{\left(1 + \frac{q^2}{x_o}\right)^2} \right\} \end{aligned}\right\} \quad (13)$$

Notons l'expression particulièrement simple de F_2^v qui s'exprime sous la forme d'un pôle double uniquement.

c) *Les expressions paramétriques des facteurs de forme de charge $G_E^{p,n}(q^2)$ et de magnétisme $G_M^{p,n}(q^2)$*

Considérant les facteurs de forme isoscalaires $G_{E,M}^s(q^2)$ et isovectoriels $G_{E,M}^v(q^2)$ qui correspondent aux facteurs de forme de charge et de magnétisme (voir III - 2) on a :

$$G_E^{p,n} = G_E^s \pm G_E^v$$
$$G_M^{p,n} = G_M^s \pm G_M^v$$

En tenant compte des relations (1) et (6) de ce chapitre, les $G_{E,M}^{s,v}(q^2)$ s'expriment en fonction des $F_{1,2}^{s,v}(q^2)$. Par ailleurs leur expression est tout aussi simple que celle des $F_{1,2}^{s,v}(q^2)$ à cause de l'hypothèse d'absence de "cœurs durs" et notamment des relations (3) qui en découlent (voir 1ère hypothèse). De simples manipulations algébriques montrent que la partie isoscalaire s'écrit :

$$\left.\begin{aligned} G_E^s &= 0,5 \left(\frac{a}{1 + \frac{q^2}{15,74}} + \frac{1 - a}{1 + \frac{q^2}{26,70}} \right) \\ G_M^s &= 0,44 \left(\frac{\alpha}{1 + \frac{q^2}{15,74}} + \frac{1 - \alpha}{1 + \frac{q^2}{26,70}} \right) \\ a &= 38,34\, y - 2,246 \\ \alpha &= 43,57\, y - 2,823 \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

et la partie isovectorielle :

$$\left.\begin{aligned} G_E^v &= 0,5 \left(\frac{b}{1 + \frac{q^2}{x}} + \frac{1 - b}{1 + \frac{q^2}{x'}} \right) \\ G_M^v &= 2,353 \left(\frac{\beta}{1 + \frac{q^2}{x}} + \frac{1 - \beta}{1 + \frac{q^2}{x'}} \right) \\ b &= 1 + \frac{\frac{1}{x} - y - 0,021}{\frac{2}{x_o} - \frac{2}{x}} \\ \beta &= 1 + \frac{\frac{1}{x} - 1,187\ z + 0,2125\ y - 0,0068}{\frac{2}{x_o} - \frac{2}{x}} \end{aligned}\right\} \quad (15)$$

x' et x_o sont données par les relations (10) et (11).

Dans le cas particulier où $x = x' = x_o$, les constantes de couplage de la partie isovectorielle deviennent infinies et de signes opposés : cette forme indéfinie se traduit par un pôle simple et un pôle double de même masse $\sqrt{x_o}$ et on a :

$$\left.\begin{aligned} G_E^v &= 0,5 \left\{ \frac{1 - [2 - (y + 0,021)x_o]}{\left(1 + \frac{q^2}{x_o}\right)^2} + \frac{[2 - (y + 0,021)x_o]}{\left(1 + \frac{q^2}{x_o}\right)} \right\} \\ G_M^v &= 2,353 \left\{ \frac{1 - \frac{1}{4,706}[2 - (y - 0,0198)x_o]}{\left(1 + \frac{q^2}{x_o}\right)^2} + \frac{\frac{1}{4,706}[2 - (y - 0,0198)x_o]}{\left(1 + \frac{q^2}{x_o}\right)} \right\} \end{aligned}\right\} \quad (15')$$

d) *Valeurs approchées des résidus des pôles des deux résonances isoscalaires*

Nous avons rappelé l'importance de la détermination des résidus des pôles, ceux-ci étant reliés aux constantes de couplage γ-méson et méson-nucléon (voir III - 3). Or à ce stade nous pouvons tirer partie du choix adéquat des paramètres indépendants. En effet, si nous ne pouvons à priori rien dire des résidus des pôles de la partie isovectorielle, puisque ceux-ci dépendent non seulement des rayons carré moyen du proton (paramètres y et z), mais aussi de x (voir ci-dessus : notations et 4ème hypothèse), nous pouvons dès à présent donner sur la base de nos mesures des valeurs approchées des résidus des pôles des résonances isoscalaires qui ne dépendent que du rayon quadratique moyen de charge du proton (paramètre y).

Nous avons conclu (voir VIII - 5) dans le cadre du modèle de Clémentel et Villi que : $|< r^2_{ch} >|^{1/2}_{proton} = 0,85 \pm 0,02$ fermi. Cela détermine $y = < r^2_{ch} > /6$, d'où les résidus des pôles des résonances isoscalaires qui interviennent dans les facteurs de forme de charge et de magnétisme (voir relations (14)) :

$$a \sim \alpha = 2,4 \pm 0,3 \quad (16)$$

Il est peut être bon de noter que si l'on considère la partie isoscalaire des facteurs de forme de Dirac-Pauli (voir relations (7) et (9)), on peut aussi écrire : $c \sim \gamma = 2,4 \pm 0,3$. On voit qu'aux constantes de normalisation près et qui sont propres à chaque couple, les valeurs trouvées représentent bien les résidus des pôles et ceci quel que soit le couple des facteurs de forme utilisé.

Notons aussi que les valeurs ci-dessus de a et α sont en accord avec celles données dans [49], [50], [9], alors qu'un rayon carré moyen $|<r^2_{ch}>|^{1/2}_{proton} = 0,80 \pm 0,02$ fermi pourtant admis par certains de ces auteurs ne réaliserait pas l'accord.

La suite de l'étude permettra de préciser les valeurs des résidus a et α, tout en montrant qu'elles se situent bien dans les limites ci-dessus indiquées.

3 - LES RESULTATS. UNE EXPRESSION THEORIQUE POSSIBLE DES FACTEURS DE FORME DU NUCLEON

a) *Les "meilleures valeurs" des paramètres indépendants*

Abandonnant toute idée préconçue tant concernant les rayons carré moyen du proton (paramètres y et z) que la masse de la résonance isovectorielle (paramètre x), nous avons essayé de déterminer les "meilleures valeurs" des paramètres x, y et z en minimisant la valeur de χ^2 entre les expressions paramétriques des $G^p_{E,M}(q^2)$ (voir paragraphe précédent : IX - 2.c) et les valeurs expérimentales des facteurs de forme de charge et de magnétisme du proton pris dans tout le domaine étudié :

$$0,3 \text{ fermi}^{-2} < q^2 < 175 \text{ fermi}^{-2}$$

Les valeurs expérimentales utilisées dans cette analyse sont :

- Nos mesures qui couvrent le domaine $0,3\ f^{-2} \leqslant q^2 \leqslant 10,2\ f^{-2}$; elles sont données dans le tableau 2 du chapitre VII (voir VII - 3) et représentées notamment sur la figure 1 ci-après. Nos résultats étant un bon accord avec d'autres mesures qui ont pu être faites dans cette région (voir plus loin IX - 4.a et aussi l'article-revue de Levinger et Wilson [17]) sont bien représentatifs de la région en question.

- Les valeurs rapportées par Dunning et al [9] dans le tableau 2 de cette référence. Il s'agit de résultats qui couvrent le domaine $10\,f^{-2} \leqslant q^2 \leqslant 175\,f^{-2}$. Pour $q^2 > 45\ f^{-2}$ les résultats en question, correspondant à des mesures réalisées à Harvard, sont les seuls dont on dispose. Pour $10\ f^{-2} \leqslant q^2 \leqslant 45\ f^{-2}$ les valeurs choisies par Dunning et al représentent aussi bien des résultats de Harvard que certains résultats de Stanford et de Cornell que l'on considère à Harvard comme particulièrement précis. Il s'agit donc d'un groupe de résultats très représentatifs : voir figure 2 ci-après.

En utilisant ces résultats, l'analyse statistique montre que l'accord avec les expressions paramétriques des facteurs de forme est extrêmement sensible aux valeurs des paramètres y et z. Les meilleurs valeurs trouvées sont :

$$\boxed{\begin{aligned} y &= 0,118 \pm 0,004 \\ z &= 0,121 \pm 0,005 \end{aligned}} \qquad (17)$$

b) *Les rayons quadratiques moyens de charge et de magnétisme des nucléons*

Les valeurs de y et z données par les expressions (17) déterminent non seulement les rayons quadratiques moyens de charge et de magnétisme du proton (voir notations : IX - 2.a), mais aussi le rayon carré moyen de magnétisme du neutron. Il est en effet facile de voir (en considérant $\left(\frac{dG_M^p}{dq^2}\right)_{q2=0} + \left(\frac{dG_M^n}{dq^2}\right)_{q2=0}$) que l'on a :

$$\langle r_m^2 \rangle_{neutron} = 8,760\ z - 3,136\ y + 0,100 \text{ fermi}^2$$

Par ailleurs, le rayon quadratique moyen de charge du neutron faisait partie de nos hypothèses (voir IX - 1).

En résumé, les valeurs des rayons carré moyen de charge et de magnétisme des nucléons, sont d'après les hypothèses admises et l'analyse effectuée :

$$\boxed{\begin{aligned} &\text{proton} \\ &\quad |\langle r_{ch}^2 \rangle|^{1/2} = 0,842 \pm 0,014 \text{ fermi} \\ &\quad |\langle r_m^2 \rangle|^{1/2} = 0,852 \pm 0,018 \text{ fermi} \\ &\text{neutron} \\ &\quad |\langle r_{ch}^2 \rangle|^{1/2} = 0,355 \pm 0,009 \text{ fermi} \\ &\quad |\langle r_m^2 \rangle|^{1/2} = 0,890 \pm 0,030 \text{ fermi} \end{aligned}} \qquad (18)$$

Notons que les rayons carré moyen du proton donnés par (18) sont en accord avec les valeurs que nous avons trouvées uniquement sur la base de nos mesures (voir VIII - 5).

c) *L'expression finale des facteurs de forme de charge et de magnétisme des nucléons*

On a :

$$\boxed{\begin{aligned} G_E^{p,n} &= G_E^s \pm G_E^v \\ G_M^{p,n} &= G_M^s \pm G_M^v \end{aligned}} \qquad (19)$$

- La partie isoscalaire $G_{E,M}^s(q^2)$

En portant la valeur de y donnée par (17) dans les expressions paramétriques de $G_{E,M}^s(q^2)$ données par (14) on a :

$$G_E^s = 0,50 \left(\frac{2,28 \pm 0,15}{1 + \frac{q^2}{15,74}} - \frac{1,28 \pm 0,15}{1 + \frac{q^2}{26,70}} \right.$$

$$G_M^s = 0,44 \left(\frac{2,32 \pm 0,18}{1 + \frac{q^2}{15,74}} - \frac{1,32 \pm 0,18}{1 + \frac{q^2}{26,70}} \right. \qquad (20)$$

Notons que les valeurs des résidus des pôles qui y apparaissent, précisent tout en restant en accord celles données par (16) et (14) uniquement sur la base de nos mesures.

- La partie isovectorielle $G^v_{E,M}(q^2)$

A y et z donnés par (17), correspond la valeur de x_o donnée par (10), soit :

$$x_o = 15,07 \pm 1,10 \text{ fermi}^{-2} \qquad (21)$$

et la relation (11) devient :

$$\frac{1}{x} + \frac{1}{x'} = \frac{2}{15,07} \qquad (22)$$

Notons que x_o est homogène au carré d'une masse et rappelons que x et x' représentent (voir 4ème hypothèse et notations : IX - 1, IX - 2. a) les carrés des masses des deux termes isovectoriels ρ et ρ'.

Un couple x, x' étant défini en fonction de x conformément à (22), on a la correspondance donnée dans le tableau 1 qui suit où nous avons indiqué quelques couples.

La qualité de l'accord avec les expériences est peu sensible au couple x, x' choisi. L'analyse statistique montre en effet qu'il y a une sorte de dégénérescence en x : l'accord avec les expériences est presque le même quel que soit x pris dans de très larges limites (voir tableau 1) au moins : $13\ f^{-2} < x < 18\ f^{-2}$; ces limites rappellent la largeur de la résonance ρ ! (voir III - 4).

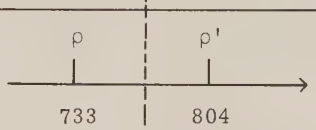
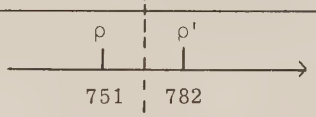
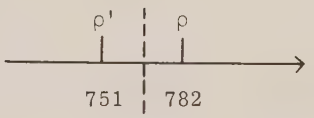
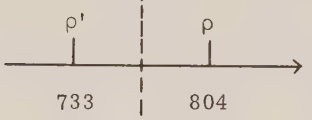
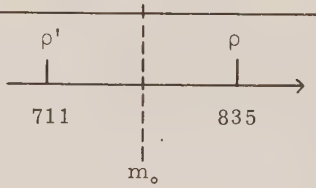
Par ailleurs, l'accord avec les expériences étant au contraire très sensible aux rayons carré moyen du proton (paramètres y et z) dépend étroitement de x_o qui s'exprime en fonction de ces paramètres (voir IX - 2, relation (10)). Or la meilleure valeur de x_o donnée par (21) correspond à une masse $m_o = \sqrt{x_o} = 766 \pm 28$ MeV extrêmement voisine de la masse observée de la rasonance ρ ! ! (voir III - 4).

Ainsi la masse m_o par rapport à laquelle les masses des pôles ρ et ρ' jouent un rôle symétrique (voir tableau 1) n'est autre que la masse observée de la résonance ρ.

Nous reviendrons plus loin sur ces faits remarquables.

La dégénérescence en x se trouve levée et la partie isovectorielle est parfaitement définie lorsqu'on choisit x, c'est-à-dire un couple x, x'.

Tableau 1

$x_{(f^{-2})}$	$x'_{(f^{-2})}$	Emplacement des pôles
13, 00	17, 93	
13, 80	16, 60	
14, 50	15, 70	
15, 07	15, 07	
15, 70	14, 50	
16, 60	13, 80	
17, 93	13, 00	

Considérons deux cas particuliers :

$x = 14,50\ f^{-2}$, $x' = 15,70\ f^{-2}$ (voir tableau 1 et relation (22))

Notons qu'il s'agit d'un exemple ; cependant la valeur choisie de x correspond à $m_\rho = \sqrt{x} \sim 750$ MeV et c'était jusqu'à 1963 la masse la plus couramment admise pour la résonance ρ [75]. La partie isovectorielle s'écrit alors en tenant compte des expressions paramétriques (15) (voir IX - 2) et des meilleurs valeurs des paramètres (17) :

$$G_E^v = 0,5 \left(\frac{14,3}{1 + \frac{q^2}{14,50}} - \frac{13,3}{1 + \frac{q^2}{15,70}} \right)$$

$$G_M^v = 2,353 \left(\frac{11,7}{1 + \frac{q^2}{14,50}} - \frac{10,7}{1 + \frac{q^2}{15,70}} \right) \qquad (23)$$

$\underline{x = x' = x_o = 15,07\ f^{-2}}$ (voir tableau 1 et relation (22))

Notons que ce deuxième cas particulier, joue, contrairement au précédent, un rôle privilégié : il correspond au cas extrême où l'emplacement des deux pôles correspond à celui de la résonance ρ (voir tableau 1) ; les résidus de ces deux pôles confondus deviennent infinis et de signes opposés, mais cette forme apparemment indéfinie se traduit algébriquement par un pôle simple et un pôle double de même masse égale à celle de la résonance ρ. En effet la partie isovectorielle s'écrit alors en tenant compte de (15') et (17) :

$$G_E^v = 0,5 \left\{ \frac{1,10}{\left(1 + \frac{q^2}{15,07}\right)^2} - \frac{0,10}{1 + \frac{q^2}{15,07}} \right\}$$

$$G_M^v = 2,353 \left\{ \frac{0,89}{\left(1 + \frac{q^2}{15,07}\right)^2} + \frac{0,11}{1 + \frac{q^2}{15,07}} \right\} \qquad (23')$$

Soulignons encore une fois que du point de vue de l'accord purement statistique avec les points expérimentaux, les expressions (23) ou (23') sont équivalentes : la variation de $G_{E,M}^v(q^2)$ en fonction de q^2 est la même à mieux que 0,5 % dans tout l'intervalle $0,3\ f^{-2} < q^2 < 175\ f^{-2}$, que l'on considère l'une ou l'autre de ces expressions.

Notons aussi que les valeurs de y et z données par (17) et de x_o donnée par (21) déterminent les facteurs de forme de Dirac-Pauli en tenant compte des expressions paramétriques (7), (9) et (13) de ceux-ci (voir IX - 2.b). Il serait aisé d'expliciter les relations correspondantes ; nous ne le faisons pas, l'analyse expérimentale en termes de ce couple de facteurs de forme ne se fait plus guère maintenant.

En résumé :

Les expressions des facteurs de forme de charge et de magnétisme des nucléons que nous proposons, sont données par les relations

$$\underline{(19) + (20) + (23 \text{ ou } 23')}$$

Avant d'aborder le problème de leur sens théorique éventuel (voir IX - 5), nous voudrions nous arrêter plus en détail sur leur accord statistique avec les résultats expérimentaux et d'abord avec ceux utilisés dans l'analyse.

Les courbes de variation des facteurs de forme du proton $\underline{F_{ch}^p(q^2)} = G_E^p(q^2)$ et $\underline{F_m^p(q^2)} = \frac{G_M^p(q^2)}{2,793}$ en fonction de q^2 sont représentées sur la figure 1 pour $0 < q^2 < 10,2\ f^{-2}$ et sur la figure 2 pour $10\ f^{-2} < q^2 < 175\ f^{-2}$ et correspondent aux expressions de $G_{E,M}^p(q^2)$ que nous venons de discuter.

Notons que les courbes de $F_{ch}^p(q^2)$ et $F_m^p(q^2)$ sont confondues (voir figure 1

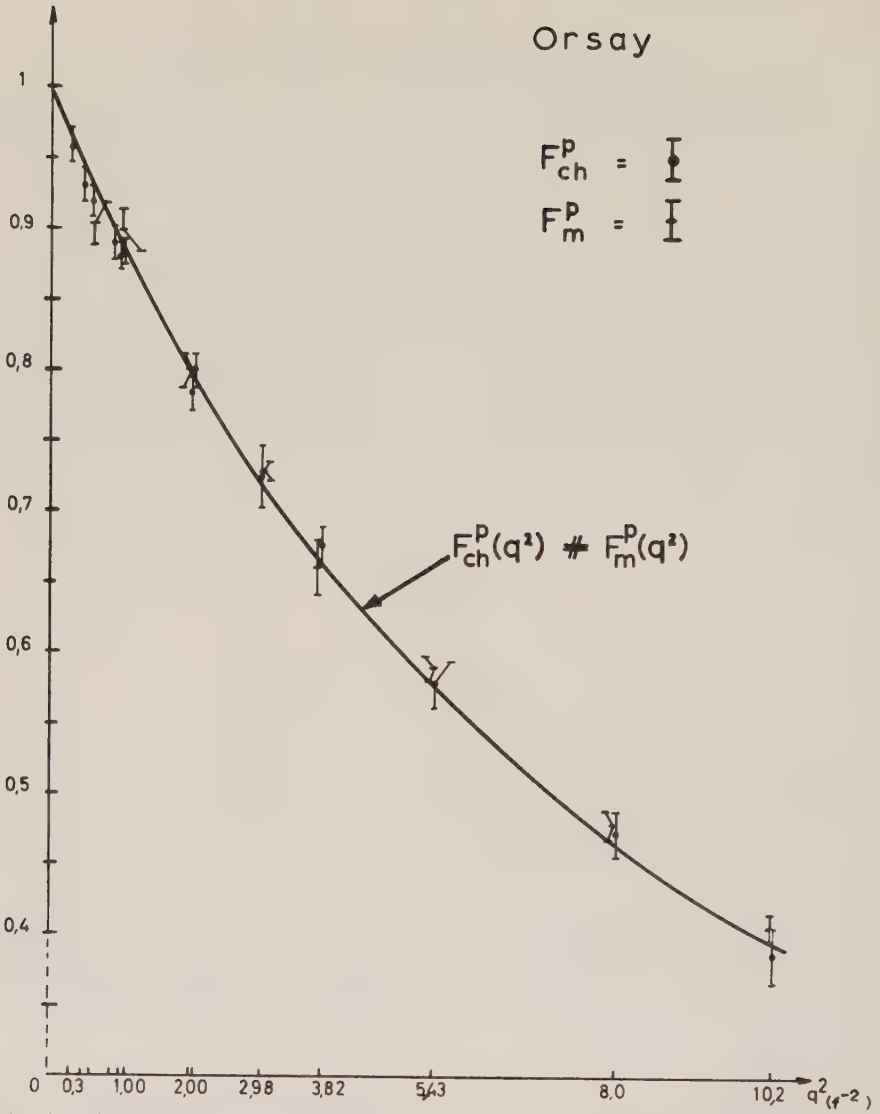


Fig. 1 - Les facteurs de forme de charge et de magnétisme du proton. Les points expérimentaux correspondent à nos mesures (voir VII - 3, tableau 2), les courbes sont discutées dans le texte.

et figure 2) à mieux que 1 % jusqu'à $q^2 < 18$ fermi^{-2} et rappelons à ce propos que dans le chapitre VII (voir VII - 4) nous avons conclu uniquement sur la base de nos mesures à l'égalité expérimentale $F^p_{ch} = F^p_m$ pour $q^2 < 10$ f^{-2} à mieux que 3 %.

Pour $q^2 > 18$ f^{-2} les deux courbes se séparent (voir figure 2), le rapport F^p_m/F^p_{ch} devient sensiblement plus grand que 1 : pour $q^2 = 175$ f^{-2} on a $F^p_m/F^p_{ch} \sim 1,7$ et pour $q^2 \longrightarrow \infty$ on a $F^p_m/F^p_{ch} \sim 12$ ce qui laisse prévoir que les difficultés de déterminer expérimentalement F^p_{ch} croîtront avec q^2. On a cependant toujours pour la différence $|F^p_m - F^p_{ch}| < 0,01$, les deux courbes tendant vers zéro par valeurs positives.

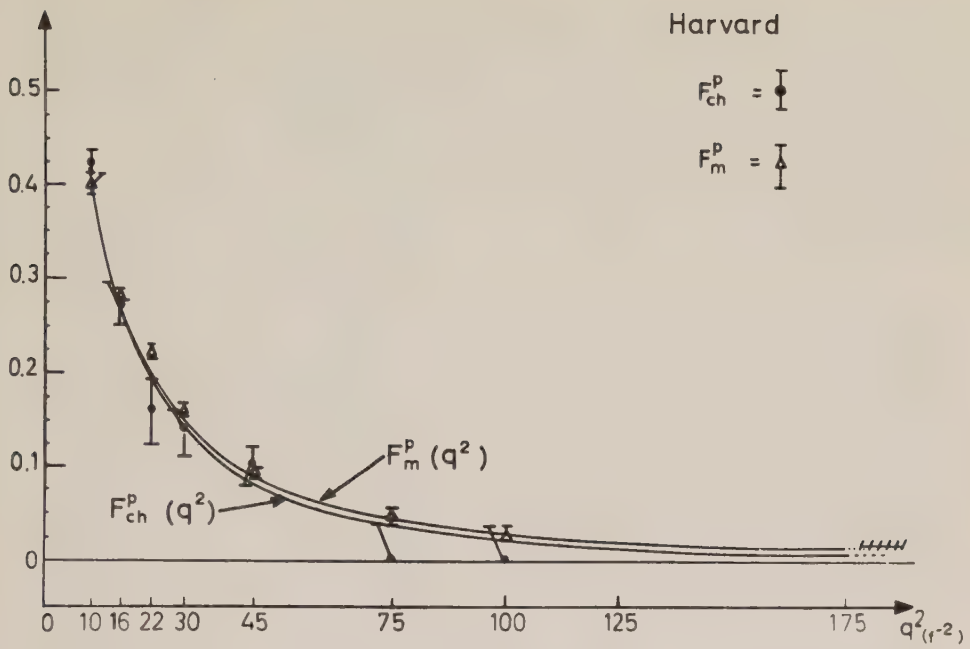


Fig.2-Les facteurs de forme de charge et de magnétisme du proton. Les points expérimentaux sont ceux donnés par Dunning et al [9], les courbes sont discutées dans le texte.

Notons aussi que pour $q^2 = -4M^2$ on a bien, comme on devait s'y attendre (voir IX - 1) : $G^p_E(-4M^2) = G^p_M(-4M^2)$.

Les points expérimentaux qui apparaissent sur la figure 1 correspondent à nos mesures (voir IX - 3.a) ; ceux qui apparaissent sur la figure 2 correspondent (voir IX - 3.a) aux valeurs données par Dunning et al [9] dans le tableau 2 de cette référence.

La valeur de χ^2 est $\chi^2 = 54$ pour 35 résultats expérimentaux de la région $0,3\ f^{-2} < q^2 < 100\ f^{-2}$. Si on remarque que deux points à eux seuls (F^p_m pour $q^2 = 22$ et $q^2 = 30\ f^{-2}$) donnent $\chi^2 = 24$, alors que pour les 33 autres résultats étalés dans l'intervalle $0,3\ f^{-2} < q^2 < 100\ f^{-2}$ le χ^2 raisonnablement départagé entre les divers points est $\chi^2 = 30$ et si on ajoute que les courbes de $F^p_{ch}(q^2)$ et $F^p_m(q^2)$ passent à l'intérieur des limites supérieures données par Dunning et al ($F^p_{ch} \leqslant 0,073 \pm 0,012$ pour $q^2 = 125\ f^{-2}$; $F^p_m \leqslant 0,013 \pm 0,002$ pour $q^2 = 175\ f^{-2}$), il est légitime de conclure qu'il y a bon accord entre les courbes et les résultats expérimentaux sur le proton utilisés dans l'analyse et ceci dans tout le domaine $0,3\ f^{-2} < q^2 < 175\ f^{-2}$.

4 - DISCUSSION. AUTRES RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LE PROTON. LE CAS DU NEUTRON

a) *Autres résultats expérimentaux sur le proton*

Les résultats expérimentaux sur le proton utilisés dans l'analyse (voir paragraphe précédent : IX - 3.a) ne représentent pas tous les résultats ac-

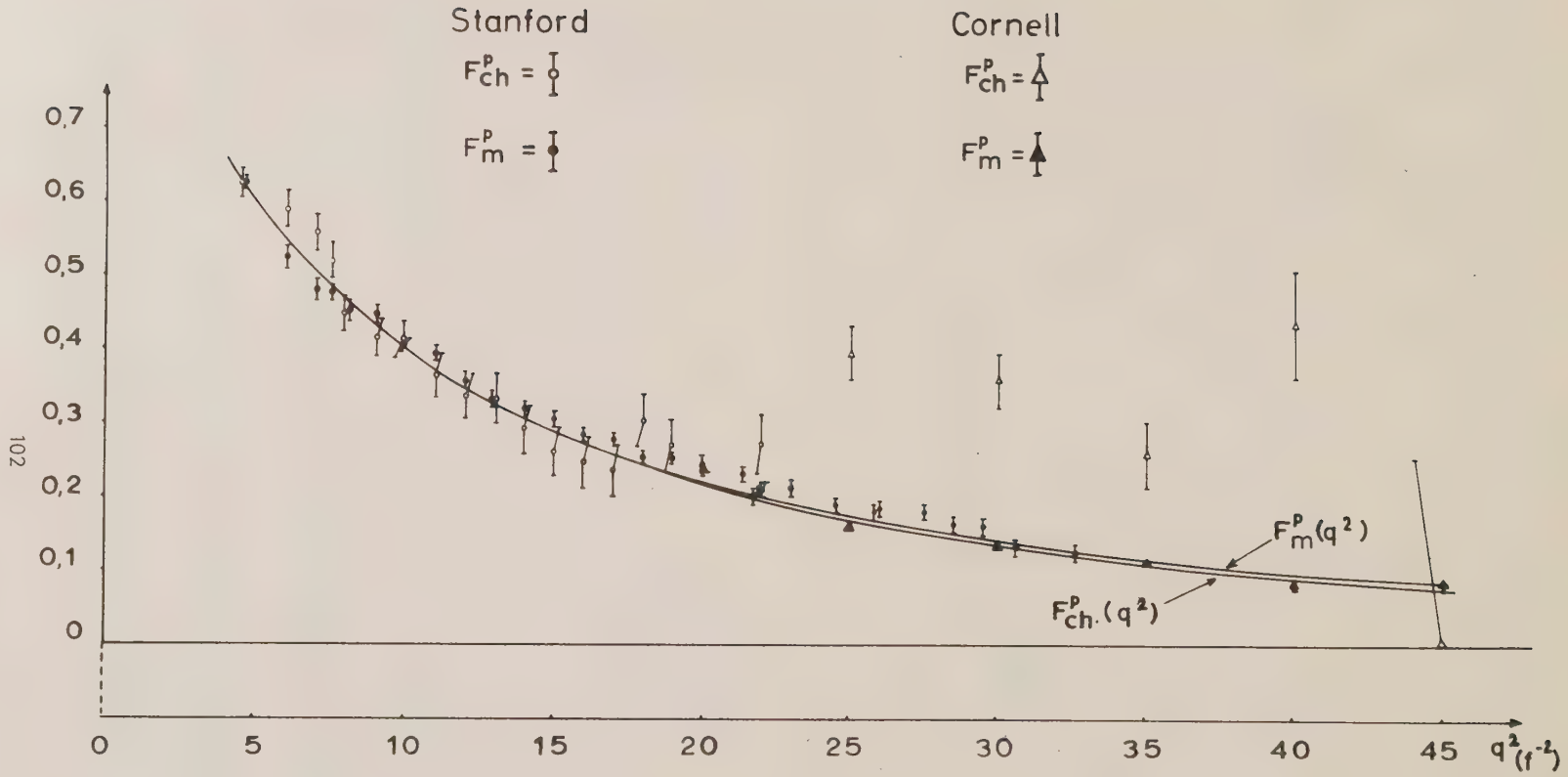


Fig. 3 - Les facteurs de forme de charge et de magnétisme du proton. Les points expérimentaux sont ceux donnés par Griffy et al [78] (Stanford) et Berkelman et al [29] (Cornell), les courbes sont discutées dans le texte (les mêmes courbes apparaissent sur les figures 1 et 2).

tuellement disponibles. Nous avons donc eu soin de comparer les courbes de $F^p_{ch}(q^2)$ et $F^p_m(q^2)$ (voir paragraphe précédent IX - 3.c) avec d'autres groupes importants des résultats sur le proton. Dans le domaine $q^2 < 10\ f^{-2}$ nous avons comparé les courbes avec les résultats de Yount et Pine [31], de Drickey et Hand [76], de Frèrejacque [71] qui observait le proton de recul, de Berkelman et al [77]. La valeur de χ^2 raisonnablement départagée entre les points est $\chi^2 = 26$ pour 23 résultats correspondant à toutes ces mesures. Le bon accord entre ces résultats et les courbes, parlent non seulement en faveur de ces courbes, mais représente aussi une confirmation très significative de nos mesures que ces courbes traduisent dans le domaine $0,3\ f^{-2} < q^2 < 10,2\ f^{-2}$ (voir paragraphe précédent figure 1).

Dans le domaine de transferts modérés et jusqu'à $q^2 \leq 45\ f^{-2}$ nous avons comparé les courbes trouvées avec les mesures en coïncidence de Berkelman et al [29] obtenus à Cornell et les résultats de Jannsens qui correspondent dans l'esprit des physiciens de Stanford à un raffinement des mesures de Bumiller et al [70] sur lesquelles nous ne revenons pas. Les résultats de Jannsens que nous discutons sont ceux publiés dans Griffy et al [78]. La figure 3 montre ces points expérimentaux de Stanford et Cornell ainsi que les courbes (confondues jusqu'à $q^2 \sim 18$) de $F^p_{ch}(q^2)$ et $F^p_m(q^2)$. Le χ^2 est $\chi^2 = 194$ pour 58 points expérimentaux. Or 4 points à eux seuls (F_{ch} pour $q^2 = 25$, 30, 35, 40 f^{-2} [29]) donnent $\chi^2 = 80$. Le désaccord entre ces 4 points et les courbes serait plus qu'inquiétant s'il ne traduisait pas le désaccord flagrant et bien connu entre ces quelques points de Cornell et les mesures correspondantes de Harvard : comparer les points de F_{ch} pour $25\ f^{-2} < q^2 < 45\ f^{-2}$ de la figure 2 (paragraphe précédent) et les points correspondants de F_{ch} de la figure 3 (ce paragraphe). On s'accorde actuellement à donner la préférence aux mesures de Harvard puisque celles-ci ont été faites à plus faibles angles et sont donc plus sensibles pour déterminer F_{ch}. C'est l'avis aussi bien de Chen et al [74] que de Levinger et Wilson [17]. Pour les 54 autres résultats expérimentaux on a $\chi^2 = 114$ ce qui n'est pas mauvais, si on note que jusqu'à $q^2 \sim 15$ l'accord avec les courbes est très bon et que pour $15\ f^{-2} < q^2 < 45\ f^{-2}$ la courbe de $F^p_m(q^2)$ réalise un compromis raisonnable entre les points de Stanford (légèrement plus hauts ou sur la courbe) et les points de Cornell (légèrement plus bas ou sur la courbe) : voir figure 3. Il serait cependant utile de repréciser expérimentalement la région $15\ f^{-2} < q^2 < 45\ f^{-2}$; notons à ce propos que le faisceau de 1,3 GeV de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay offre de telles possibilités grâce au spectromètre de 1 GeV. Pour $q^2 > 45\ f^{-2}$ il n'existe pas d'autres résultats que ceux de Harvard utilisés dans l'analyse. Nous les avons déjà longuement discutés (voir paragraphe précédent et figure 2). A cause de l'importance même de ces résultats, notamment en ce qui concerne leur compatibilité avec l'absence de "cœurs durs", ces résultats méritent une confirmation expérimentale indépendante ; notons à ce propos les possibilités qu'offre le Synchrotron de Hambourg de 7,5 GeV.

En résumé, l'analyse effectuée (paragraphe précédent) et la discussion qui l'a suivie (ce paragraphe) permettent de conclure qu'il y a bon accord entre les courbes de $F^p_{ch}(q^2)$ et $F^p_m(q^2)$ proposées et l'ensemble des résultats sur les facteurs de forme du proton, à quelques points isolés près que nous avons discutés. Voir figure 1, figure 2 et figure 3.

b) *Le cas du neutron*

Jusqu'à présent la discussion était axée sur le proton. Y-a-t'il également accord entre les résultats expérimentaux sur les facteurs de forme du neutron F^n_m et F^n_{ch} et les courbes :

$$\underline{F}_m^n(q^2) = \frac{G_m^n(q^2)}{-1,913} \text{ et } \underline{F}_{ch}^n(q^2) = G_E^n(q^2)$$

les $G_{M,E}^n(q^2)$ étant données par les expressions proposées (19) + (20) + (23 ou 23'), voilà le problème que nous nous proposons d'examiner.

Dans l'analyse statistique, c'est-à-dire pour déterminer les meilleurs paramètres (voir IX - 3.a) nous n'avons pas utilisé les résultats expérimentaux sur le neutron en dehors du résultat donné par l'interaction neutron-électron qui faisait partie de nos hypothèses, tout comme en faisait partie l'hypothèse d'absence de "cœurs durs" (voir IX - 1).

Une telle attitude était délibérée. Il nous a semblé peu raisonnable à l'état actuel de la théorie du deutéron et de la dispersion des résultats (voir aussi II - 4) de faire jouer dans une analyse statistique aux facteurs de forme du neutron un rôle identique à ceux du proton beaucoup mieux connus. Il nous a paru plus sensé en utilisant dans l'analyse uniquement les résultats sur le proton, de voir à postériori si les expressions obtenues interprètent raisonnablement le neutron.

- Le facteur de forme magnétique du neutron

La figure 4 représente : d'une part la même courbe de $F_m^n(q^2) = \frac{G_M^n(q^2)}{-1,913}$ dans diverses régions de quadritransfert et jusqu'à $q^2 = 175\ f^{-2}$, d'autre part les résultats les plus récents d'Orsay, de Stanford, de Cornell et de Harvard, c'est-à-dire très sensiblement l'ensemble des résultats actuellement disponibles.

La courbe de $F_m^n(q^2)$ est assez proche et légèrement plus basse que la courbe de $F_m^p(q^2)$. On a dans tout l'intervalle

$$0,3 < q^2 < 175\ f^{-2} : 0,001 < F_m^p - F_m^n < 0,03 \quad 1,003 < \frac{F_m^p}{F_m^n} < 1,130$$

Les points d'Orsay qui apparaissent sont ceux de Grossetête et al [79] sur la diffusion élastique ($1\ f^{-2} \leqslant q^2 < 2\ f^{-2}$) et inélastique ($2,85\ f^{-2} \leqslant q^2 \leqslant 4,1\ f^{-2}$) du deutéron avec observation de l'électron diffusé et les résultats de Benaksas et al [80] avec observation du deuton de recul ($3\ f^{-2} \leqslant q^2 \leqslant 5\ f^{-2}$). Les points de Stanford sont ceux donnés à la Conférence Internationale de Dubna (1964) par Hughes et al [81] ($1,5 < q^2 < 30\ f^{-2}$). Elles correspondent dans l'esprit de ces auteurs à un raffinement des mesures de de Vries et al [47] sur lesquelles nous ne reviendrons donc pas. Les points de Cornell sont : celui de Stein et al [82] ($q^2 = 4,9\ f^{-2}$) avec observation en coïncidence de l'électron diffusé et du neutron, ainsi que ceux de Akerloff et al [50] ($11\ f^{-2} < q^2 < 35\ f^{-2}$). Notons immédiatement l'accord particulièrement bon entre ces points d'Orsay et de Cornell et la courbe de $F_m^n(q^2)$. Les points de Harvard sont ceux donnés dans la dernière publication de Dunning et al [9]. En absence de mesures en arrière (pour $q^2 = 10, 16, 22\ f^{-2}$) ces auteurs utilisent les résultats de Hughes et al [81] : les points correspondant apparaissent également sur la figure 4 ainsi que les limites supérieures de F_m^n données par Dunning et al pour $q^2 = 75\ f^{-2}$, $q^2 = 100\ f^{-2}$ et $q^2 = 175\ f^{-2}$.

La valeur de χ^2 est $\chi^2 = 51$ pour les 29 résultats expérimentaux correspondant à toutes ces publications. Or si on remarque que deux points à eux seuls donnent $\chi^2 = 17$ ($q^2 = 2,5$ [81] et $q^2 = 45$ [9]), alors que pour les

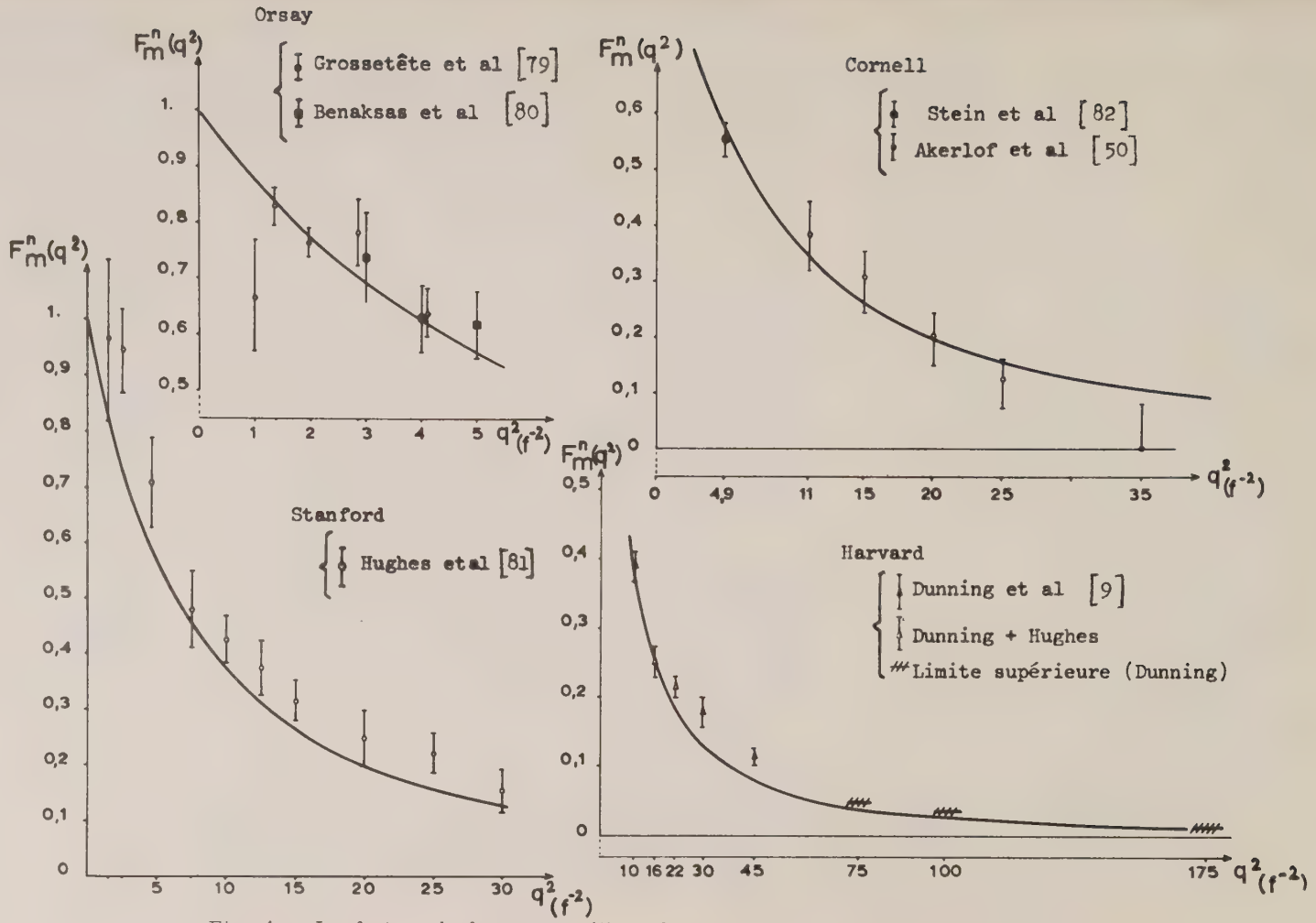


Fig. 4 - Le facteur de forme magnétique du neutron. Les points expérimentaux correspondent à de récentes mesures, la courbe de $F_m^n(q^2)$ est discutée dans le texte.

27 autres résultats, le χ^2 raisonnablement départagé entre les points est $\chi^2 = 34$ et si on constate, d'une part que les points se placent de part et d'autre de la courbe (voir figure 4), d'autre part que la courbe passe à l'intérieur des limites supérieures données par Dunning et al, il semble alors légitime de parler d'un accord entre la courbe et les valeurs expérimentales du facteur de forme magnétique du neutron.

- Le facteur de forme de charge du neutron

Alors que dans le cas des facteurs de forme de charge et de magnétisme du proton et même dans le cas de celui du facteur de forme magnétique du neutron, les résultats expérimentaux sont, comme nous venons de le voir, assez cohérents, la situation actuelle concernant le facteur de forme de charge F_{ch}^n du neutron est extrêmement confuse.

Comme on sait [17], cela est dû aux difficultés liées à la connaissance précise de la fonction d'onde du deutéron, aux effets mésoniques possibles et au délicat problème de mesure précise de deux grands nombres, dont la différence $\left[\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_n\right] - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p$ donnerait le petit nombre cherché $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_n$.

La figure 5 caractérise la situation relative à l'électro-désintégration du deutéron, telle que la voient Levinger et Wilson [17]. Les points expérimentaux représentant $|F_{ch}|$ pour $4,9\ f^{-2} < q^2 < 45\ f^{-2}$ sont ceux donnés dans le tableau 2 de cet article-revue et correspondent aux mesures récentes de Cornell, Stanford et Harvard. Nous avons porté sur la même figure les résultats récents sur la diffusion élastique électron-deuteron obtenus à Orsay et Stanford. Alors que les résultats de Grossetête et al [79] ($0,6 < q^2 < 2\ f^{-2}$) indiquent des valeurs légèrement positives en accord avec la pente à l'origine, les résultats de Drickey et al [76] ($0,3 < q^2 < 2\ f^{-2}$) et de Benaksas et al [80] ($3 < q^2 < 6\ f^{-2}$) indiquent pour $q^2 < 6\ f^{-2} \longrightarrow F_{ch}^n \sim 0$.

La courbe qui apparait sur la figure 5 représente la variation de $F_{ch}^n(q^2)$ et correspond aux expressions proposées (voir le début de ce sous-paragraphe).

Alors que la courbe passe dans la région $q^2 \sim 5\ f^{-2}$ nettement au-dessus des points expérimentaux de la diffusion élastique, elle passe nettement au-dessous du point de Stein ($q^2 = 4,9\ f^{-2}$), réalisant ainsi un compromis entre ces deux groupes de mesures en flagrant désaccord. Pour $q^2 < 2\ f^{-2}$ la courbe passe bien par les points de Grossetête et al [79]. Entre $10\ f^{-2} < q^2 < 45\ f^{-2}$ elle est en assez bon accord avec les points sélectionnés par Wilson et Levinger [17] et traduit aussi la conclusion de ces auteurs selon laquelle le facteur de forme de charge du neutron serait légèrement positif. En fait la situation expérimentale est encore plus confuse que ne l'indique la figure 5. Il suffit de comparer pour cela les valeurs de $G_E^2(q^2)$ données par Hughes et al [81] et Dunning et al [9] : des valeurs négatives (?) et des valeurs positives (anormalement élevées ?) s'enchevêtrent !

Il nous parait donc plus prudent, mais en tout cas légitime de conclure qu'il n'y a pas d'évidence d'un désaccord entre la courbe et les valeurs expérimentales de F_{ch}^n, non parce qu'il y a accord, mais parce que les points sont tellement dispersés que toute inteprétation est actuellement permise.

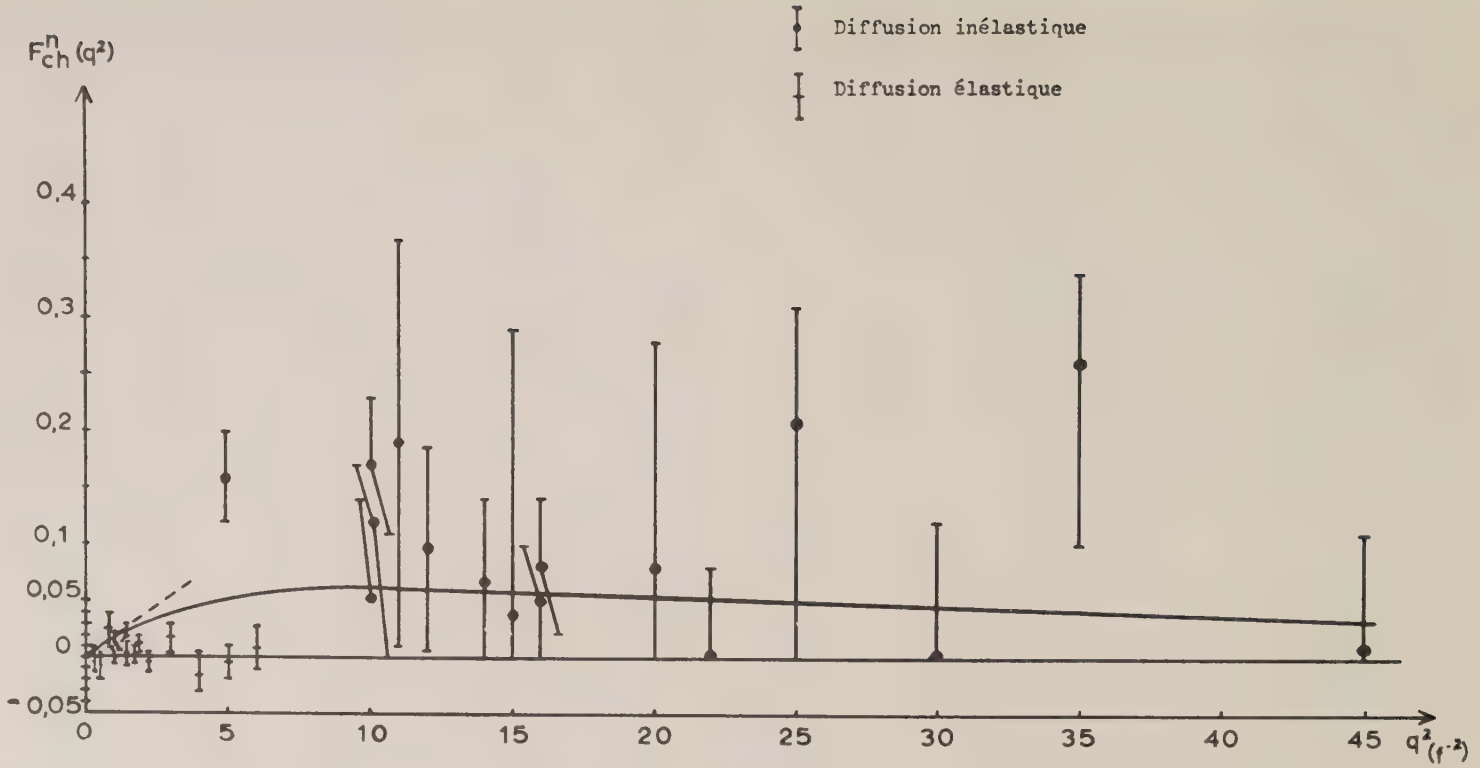


Fig. 5 - Le facteur de forme de charge du neutron. Les points de la diffusion inélastique (électrodésintégration du deutéron) correspondent aux récents résultats de Cornell, de Harvard et de Stanford tels qu'ils sont donnés dans [17]. Les points de la diffusion élastique (diffusion électron-deutéron) correspondent aux récents résultats de Stanford et d'Orsay tels qu'ils sont donnés dans [76], [79], [80]. La courbe de $F^n_{ch}(q^2)$ est discutée dans le texte.

5 - INTERPRETATION

Nous venons de passer en revue l'essentiel des résultats mondiaux relatifs aux facteurs de forme des nucléons et nous avons vu que les expressions proposées (19) + (20) + (23 ou 23') sont en bon accord avec les valeurs expérimentales des facteurs de forme de charge et de magnétisme du proton, en accord avec le facteur de forme magnétique du neutron et ne sont pas en désaccord avec le facteur de forme de charge du neutron. En d'autres termes ces expressions expriment bien la situation expérimentale actuelle dans tout l'intervalle $0,3\ f^{-2} < q^2 < 175\ f^{-2}$ et en tant que telles devraient être prises en considération.

Dans ces conditions, et si on admet l'approche fondée sur les relations de dispersion, on peut se demander si les expressions en question peuvent avoir un sens théorique.

La partie isoscalaire des facteurs de forme (voir IX - 3.c, relation (20)) s'interprète dans le cadre même du modèle de Clémentel et Villi, puisqu'elle s'exprime par deux pôles : la masse de chaque pôle étant celle de la résonance étroite correspondante ω ou φ (voir III - 4), le résidu de chaque pôle ayant été déterminé tout à fait indépendamment de la partie isovectorielle (voir IX - 2.d).

La partie isovectorielle exprimée par un seul pôle de masse égale à la masse observée de la résonance ρ ne rendant pas compte des faits expérimentaux, une hypothèse moins simple est nécessaire. En supposant que la partie isovectorielle peut s'exprimer par deux pôles (voir IX - 1), les expériences imposent une relation étroite entre les masses de ces pôles. En tenant compte de cette relation (voir IX - 3.c, relation (22) et tableau 1) il est possible de rendre compte des faits expérimentaux, en représentant la partie isovectorielle :

- soit par deux pôles symétriques par rapport à la masse observée de la résonance ρ et dont l'écartement est inférieur ou égal à la largeur de cette résonance : la relation (23) (voir IX - 3.c) est un exemple de cette représentation ;

- soit par deux pôles infiniment rapprochés : les résidus des pôles sont alors infinis et de signes opposés ; cette forme se traduit algébriquement par un pôle simple et un pôle double de même masse, celle justement de la résonance ρ : la relation (23') (voir IX - 3.c) correspond à cette représentation.

La variation avec q^2 de la partie isovectorielle des facteurs de forme $G^{v}_{\varepsilon,M}(q^2)$ donnée par (23) ou (23') est sensiblement la même que l'on considère l'une ou l'autre de ces relations.

En présence de ces résultats imposés par les expériences, il n'est peut-être pas abusif de se livrer aux conjectures suivantes :

- 1ère possibilité :

Il s'agit d'un pur hasard et les relations (19) + (20) + (23 ou 23') (voir IX - 3.c) représentent tout au plus des expressions phénoménologiques des facteurs de forme de charge et de magnétisme des nucléons.

- 2ème possibilité :

On ne connait pas d'autres résonances isovectorielles que la résonance ρ. La résonance ρ telle qu'on l'observe est très large. N'est-il pas possible

que ce que l'on appelle la résonance ρ, représente en fait deux résonances assez rapprochées, pas trop larges et situées autour du maximum observé tout comme en spectroscopie nucléaire où un pic très large se trouve parfois être résolu en deux niveaux voisins ? Si tel était le cas, il serait raisonnable de représenter les deux ρ par deux termes de Clémentel et Villi ρ et ρ' situés autour du maximum observé (voir III - 4). Un coup d'œil sur la relation (23) et plus généralement sur le tableau 1 (voir IX - 3.c) montre que cette hypothèse n'est pas dénuée de fondement.

- 3ème possibilité :

Si cependant, ρ représente bien une seule résonance, ne serait-il pas légitime de la représenter, du fait de sa grande largeur, par quelque chose de plus élaboré qu'une fonction δ ? N'aurions nous pas fait un progrès dans la représentation du ρ en le représentant par un pôle simple et un pôle double de même masse, celle justement du maximum observé de cette résonance. Il est clair que l'expression (23') (voir IX - 3.c) parle en faveur de cette hypothèse. Toute résonance doit peut-être s'exprimer sous la forme d'un pôle simple et d'un pôle double, ce dernier tenant compte de la largeur de la résonance : lorsque les résonances sont très étroites (ω , φ), le résidu du pôle double est négligeable devant celui du pôle simple et on a pratiquement un terme de Clémentel et Villi ; lorsque la résonance est très large (ρ), le pôle double, loin d'être négligeable, devient au contraire prépondérant.

CONCLUSION

La structure électromagnétique du proton étant entièrement contenue dans les facteurs de forme de charge $F_{ch}(q^2)$ et de magnétisme $F_m(q^2)$, le but des expériences de diffusion électron-proton est avant tout la détermination précise des courbes de variation de ces fonctions avec le quadritransfert q.

Lorsque nous avons abordé ce travail, ces fonctions étaient connues dans le domaine de bas transferts et de transferts moyens tels que $q^2 < 10$ fermi^{-2} avec une précision moyenne de 10 %. En nous attachant à mesurer des sections efficaces de diffusion élastique électron-proton avec une précision de 2 à 3 %, nous avons pu en déduire des valeurs plus précises des facteurs de forme du proton dans le domaine $0,3\ f^{-2} < q^2 < 10,2\ f^{-2}$ que nous avons exploré en détail. Les valeurs trouvées ont été confirmées par d'autres expérimentateurs (voir par exemple le récent article-revue de R.R. Wilson et J.S. Levinger [17]). On peut affirmer que le comportement des facteurs de forme du proton pour $q^2 < 10\ f^{-2}$ est connu actuellement avec une précision moyenne de 2 %. Dans le domaine en question la décroissance de ces fonctions avec q^2 est bien monotone, avec une erreur inférieure à 3 % on peut écrire $F_{ch}(q^2) \simeq F_m(q^2)$. Le comportement des facteurs de forme au voisinage de l'origine, comportement qui détermine les rayons quadratiques moyens des distributions de charge et de magnétisme, a pu être précisé (voir chapitre VII).

Une formule phénoménologique simple représentant la variation des facteurs de forme du proton pour $q^2 < 10\ f^{-2}$ a été trouvée. Cette formule détermine une expression pratique de la section efficace de diffusion élastique électron-proton (voir chapitre VIII).

Nous avons aussi tenté une interprétation théorique des facteurs de forme en termes de résonances connues ρ, ω et φ. En représentant la résonance ρ par un pôle simple et un pôle double de masse égale à sa masse observée, ou alternativement par deux pôles simples situés autour du maximum observé de cette résonance, nous avons obtenu des expressions en accord avec les résultats sur le proton et qui interprètent raisonnablement le neutron (voir chapitre IX).

Ces tentatives d'interprétation nous ont fourni l'occasion de passer en revue pratiquement tous les résultats actuellement disponibles sur les facteurs de forme des nucléons.

On peut dire que les résultats sur les facteurs de forme du proton sont dans l'ensemble cohérents, cependant la région comprise entre $15\,f^{-2} < q^2 < 45\,f^{-2}$ mériterait d'être reprécisée. Quant à la région de très hauts transferts tels que $q^2 > 45\ f^{-2}$, on ne dispose actuellement que des résultats de Harvard ;

à cause de leur importance même ils mériteraient une confirmation indépendante.

La situation est bien moins claire en ce qui concerne le neutron. Si les résultats relatifs au facteur de forme magnétique du neutron sont assez cohérents, les valeurs trouvées pour le facteur de forme de chaque du neutron sont tellement dispersées que toute interprétation est actuellement permise.

Les relations établies au chapitre IX en bon accord avec les résultats sur le proton dans tout le domaine $0,3\ f^{-2} < q^2 < 175\ f^{-2}$ actuellement étudié (voir IX : figure 1, figure 2, figure 3), en accord raisonnable avec le facteur de forme magnétique du neutron (voir IX : figure 4), prédisent un facteur de forme de charge du neutron légèrement positif, passant par un maximum de l'ordre de 0,06 pour $q^2 \sim 10\ f^{-2}$ et décroissant ensuite lentement vers zéro (voir IX : figure 5). Une telle variation est parfaitement plausible, mais seulement plausible. Le proton et le neutron étant deux aspects d'une même particule le nucléon, on ne pourra en fin de compte que faire des hypothèses concernant la structure électromagnétique du proton, tant que la situation concernant le neutron ne sera pas éclaircie.

BIBLIOGRAPHIE

[1] R. HOFSTADTER and R.W. Mc ALLISTER - Phys. Rev. *98* 217 (1955).

[2] W.W. HAVENS Jr., I.I. RABI and L.J. RAINWATER - Phys. Rev. *72*, 634 (1947).

[3] M.N. ROSENBLUTH - Phys. Rev. *79* 615 (1950).

[4] L.L. FOLDY - Phys. Rev. *87* 688 (1952).

[5] D.R. YENNIE, M.M. LEVY and D.G. RAVENHALL - Rev. Mod. Phys. *29*, 144 (1957).

[6] R.G. SACHS - Phys. Rev. *126* 2256 (1962).

[7] R.R. WILSON, K. BERKELMAN, J.M. CASSELS and D.N. OLSON - Nature, *188* 94 (1960).

[8] P. LEHMANN, R. TAYLOR and Richard WILSON - Phys. Rév. *126*, 1183 (1962).

[9] J.R. DUNNING Jr., K.W. CHEN, A.A. CONE, G. HARTWIG, N.F. RAMSEY, J.K. WALKER and Richard WILSON - Phys. Rev. Letters *13*, 631 (1964).

[10] G.R. BISHOP - Proc. of the 11 th. Int. Conference on High Energy Physics 753 (1962).

[11] B. DUDELZAK, G. SAUVAGE et P. LEHMANN - Cptes Rendus Acad. Sci. *255* 2250 (1962).

[12] B. DUDELZAK et P. LEHMANN - Cptes Rendus Acad. Sci. *256* 1962 (1963).

[13] B. DUDELZAK, G. SAUVAGE and P. LEHMANN - Nuovo Cimento *28* 18 (1963).

[14] B. DUDELZAK, B. GROSSETETE and P. LEHMANN - Proc. Stanford Conference on Nucleon Structure 76 (1963).

[15] B. DUDELZAK, P. LEHMANN - Proc. of the Sienna Int. Conference on Elementary Particles *1* 495 (1963).

[16] B. DUDELZAK, A. ISAKOV, P. LEHMANN, R. TCHAPOUTIAN - Int. Conference on High Energy Physics. Dubna (1964).

[17] R.R. WILSON and J.S. LEVINGER - Ann. Rev. Nucl. Sci. *14* 135 (1964).

[18] G. SAUVAGE - Diplôme d'Etudes Supérieures, Orsay (1962).

[19] R. TCHAPOUTIAN - Thèse de 3ème cycle, Orsay (1965).

[20] R. HOFSTADTER - Ann. Rev. Nucl. Sci. 7 231 (1957).

[21] D.R. YENNIE - Proc. Stanford Conference on Nucleon Structure 11 (1963).

[22] F. ERNST, R. SACHS and K. WALI - Phys. Rev. *119* 1105 (1960).

[23] K.J. BARNES - Physics Letters *1* 166 (1962).

[24] M. GOURDIN - Nuovo Cimento (à paraître).

[25] L.L. FOLDY - Rev. of Modern Physics *30* 471 (1958).

[26] S.D. DRELL - Ecole d'Eté de Varenne, (1962).

[27] S.D. DRELL and S. FUBINI - Phys. Rev. *113* 741 (1959).

[28] M. GOURDIN, A. MARTIN - Prepint No 4804 CERN (1961).

[29] K. BERKELMAN, M. FELDMAN, R.M. LITTAUER, G. ROUSE and R.R. WILSON - Phys. Rev. *130* 2061 (1963).

[30] J.R. DUNNING Jr., K.W. CHEN, N.F. RAMSEY, W. SHILLAER, J.K. WALKER and Richard WILSON - Phys. Rev. Letters *10* 500 (1963).

[31] D. YOUNT and J. PINE - Phys. Rev. *128* 1842 (1962).

[32] A. BROWMAN, F. LIU and C. SCHAERF - Phys. Rev. Letters *12*, 183 (1964).

[33] J.C. BIZOT, J.M. BUON, J. LEFRANÇOIS, J. PEREZ Y JORBA and Ph. ROY - Phys. Rev. Letters *11* 480 (1963).

[34] J.M. BUON - Thèse, Orsay (1965).

[35] S.D. DRELL and F. ZACHARIASEN - Electromagnetic Structure of Nucleons, Oxford University Press (1961).

[36] R.G. SACHS - Phys. Rev. *87* 1100 (1952).

[37] Y. NAMBU - Phys. Rev. *106* 1366 (1957).

[38] G.F. CHEW, R. KARPLUS, S. GASIOROWICZ and F. ZACHARIASEN - Phys. Rev. *110* 265 (1958).

[39] S. VERGIA, A. STANGHELLINI, S. FUBINI and C. VILLI - Phys. Rev. Letters *6* 367 (1961).

[40] E. CLEMENTEL and C. VILLI - Nuovo Cimento *4* 1207 (1956).

[41] A.R. ERWIN, R. MARCH, W.D. WALKER and E. WEST - Phys. Rev. Letters, *6* 628 (1961).

[42] B.C. MAGLIC, L.W. ALVAREZ, A.H. ROSENFELD and M.L. STEVENSON - Phys. Rev. Letters, *7* 178 (1961).

[43] P. SCHLEIN, W.E. SLATER, L.T. SMITH, D.H. STORK and H.K. TICHO - Phys. Rev. Letters, *10* 368 (1963).

[44] K. BERKELMAN - Proc. Stanford Conference on Nucleon Structure 45 (1963).

[45] M.W. KIRSON - Phys. Rev. *132* 1249 (1963).

[46] P. LEHMANN - Proc. of the Sienna Int. Conference on Elementary Particles *2* 8 (1963).

[47] C. de VRIES, R. HOFSTADTER, A. JOHANSSON and R. HERMAN - Phys. Rev. *134* B 848 (1964).

[48] D.Y. WONG - Proc. Stanford Conference on Nucleon Structure 20 (1963).

[49] A.P. BALACHANDRAN, P.G.O. FREUND and C.R. SCHUMACHER - Phys. Rev. Letters *12* 209 (1964).

[50] C. AKERLOF, K. BERKELMAN, G. ROUSE and M. TIGNER - Phys. Rev. *135*, B 810 (1964).

[51] S. BERGIA, L. BROWN - Proc. Stanford Conf. on Nucleon Structure 320 (1963).

[52] L. BURNOD - Onde Electrique *436* 673 (1963).

[53] B. MILMAN - Onde Electrique *421* 22 (1962).

[54] F. LACOSTE - Thèse, Orsay (1962).

[55] G. PROCA - Thèse de 3ème Cycle, Orsay (1961).

[56] P. BOUNIN - Thèse, Orsay (1964).

[57] J. DUPIN - L.A.L. 1118 (1964).

[58] J. DUPIN - L.A.L. (à paraître).

[59] P. BOUNIN and B. MILMAN - Rev. Sci. Instr. *34* 1448 (1963).

[60] N. LOI - Rapport Interne.

[61] D. ISABELLE - Onde Electrique *421* 66 (1962).

[62] G.I. ALON - Onde Electrique *421* 42 (1962).

[63] L. LANDAU - Journal of Physics USSR *8* 201 (1944).

[64] F. LACOSTE and G.R. BISHOP - Nuclear Physics *26* 511 (1961).

[65] B. DUDELZAK et R. TAYLOR - Journal de Phys. et le Radium, *22* 544 (1961).

[66] D. TREILLE - Thèse de 3ème cycle, Orsay (1963).

[67] J. SCHWINGER - Phys. Rev. *76* 790 (1949).

[68] Yung-Su TSAI - Phys. Rev. *122* 1898 (1961).

[69] E. SEGRE - Nuclear Physics *1* 266.

[70] F. BUMILLER, M. CROISSIAUX, E. DALLY and R. HOFSTADTER - Phys. Rev. *124* 1623 (1961).

[71] D. FREREJACQUE - Thèse, Orsay (1964).

[72] L.N. HAND, D.G. MILLER and Richard WILSON - Rev. Mod. Phys. *35* 335 (1963).

[73] S. FUBINI - Proc. Aix-en-Provence Int. Conf. Elementary Particles, *11* 33 (1961).

[74] K.W. CHEN, A.A. CONE, J.R. DUNNING Jr. S.G.F. FRANK, N.F. RAMSEY, J.K. WALKER and Richard WILSON - Phys. Rev. Letters *11* 561 (1963).

[75] A.H. ROSENFELD - Proc. Stanford Conference on Nucleon Structure 148 (1963).

[76] D.J. DRICKEY and L.N. HAND - Phys. Rev. Letters *9* 521 (1962).

[77] K. BERKELMAN, M. FELDMAN and G. ROUSE - Phys. Letters *6* 116 (1963).

[78] T.A. GRIFFY, R. HOFSTADTER, E.B. HUGHES, T. JANSSENS and M.R. YEARIAN - Proc. Stanford Conference on Nucleon Structure, 61 (1963).

[79] B. GROSSETETE - Thèse, Orsay (1964).

[80] D. BENAKSAS - Thèse, Orsay (1964).

[81] E.B. HUGHES, T.A. GRIFFY, M.R. YEARIAN and R. HOFSTADTER, Int. Conference on High Energy Physics, Dubna (1964).

[82] P. STEIN, R.W. McALLISTER, B.D. McDANIEL, W.M. WOODWARD - Phys. Rev. Letters *9* 403 (1962).

TABLE DES MATIÈRES

pages

INTRODUCTION 7

1ère partie RAPPELS

I - LA CINEMATIQUE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE ELECTRON-PROTON 9

1 - Les unités 9

2 - Relations entre l'énergie des électrons incidents, diffusés et l'angle de diffusion 10

3 - Le quadritransfert d'impulsion q 11

4 - Expressions de q^2 en fonction de θ et E_1 ou θ et E_3 11

5 - Relation entre q^2, E_1 et E_3 11

II - LA SECTION EFFICACE DE DIFFUSION ELASTIQUE ELECTRON-PROTON 13

1 - La formule de Rosenbluth 13

a) *L'approximation de Born* 13
b) *Expression générale du courant du proton. Introduction des facteurs de forme* 14
c) *L'expression classique de la formule de Rosenbluth* 15
d) *La section efficace de Mott* 15

2 - Les facteurs de forme de charge $F_{ch}(q^2)$ et de magnétisme $F_m(q^2)$ du proton 16

a) *Définition et sens des facteurs de forme $F_{ch}(q^2)$ et $F_m(q^2)$.* 16
b) *Autre écriture de la formule de Rosenbluth. Avantages pratiques du choix de F_{ch} et F_m* 18
c) *Objections ; conclusion* 18

3 - Les rayons carré moyen des distributions de charge et de magnétisme du proton 19

Pages

4 - Le cas du neutron 20

5 - Validité de la formule de Rosenbluth 21

a) *Contribution due à l'échange de deux photons. Prévisions théoriques* 21
b) *Vérifications expérimentales* 22
c) *Conclusions ; remarques* 23

III - LA STRUCTURE ELECTROMAGNETIQUE DU PROTON : RECHERCHE D'UNE EXPRESSION THEORIQUE DES FACTEURS DE FORME 25

1 - La théorie mésonique à un pion 25

a) *Succès qualitatif* 25
b) *Echec quantitatif* 26

2 - Les facteurs de forme isotopiques 26

3 - Expression des facteurs de forme isotopiques 27

4 - Les mésons ρ, ω et φ et les facteurs de forme du proton . 28

5 - Masses "effectives" des résonances ou résonances encore inconnues 29

a) *Masse "effective" de la résonance* ρ 29
b) *L'existence hypothétique d'une deuxième résonance isovectorielle* 29

2ème partie EXPERIENCES

IV - LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL 31

1 - L'accélérateur linéaire ; schéma d'une expérience 31

a) *L'accélérateur linéaire* 31
b) *Le schéma d'une expérience* 31

2 - Les spectromètres ; précision sur l'angle solide, l'angle de diffusion et l'énergie 34

a) *Généralités ; dispersion* 34
b) *L'angle solide* 35
c) *L'angle de diffusion* 36
d) *L'énergie* 36

3 - Cylindres de Faraday, mesureurs à électrons secondaires et intégrateurs. Précision sur le nombre d'électrons incidents au cours d'une mesure 37

a) *Le cylindre de Faraday* 37
b) *Le mesureur à électrons secondaires* 37
c) *Les intégrateurs* 38
d) *Le nombre d'électrons incidents au cours d'une mesure* .. 38

Pages

4 - Les cibles ; précision sur le nombre de protons par cm² de cible de polythène 39

a) *Cible de polythène* 39
b) *Cible de carbone* 39
c) *Cible "vide" ; écran* 39
d) *Le nombre de protons par cm² de cible de polythène normalement au faisceau incident* 39

5 - Le compteur Cerenkov ; le compteur Cerenkov à eau et l'électronique associée 40

a) *Le compteur Cerenkov* 40
b) *L'électronique associée* 41
c) *Le compteur Cerenkov à eau* 41

V - LES MESURES : METHODE, CORRECTIONS, ERREURS 43

1 - La méthode des mesures 43

a) *La distribution en énergie des électrons diffusés* 43
b) *La méthode du plateau* 44
c) *Interprétation des spectres du compteur Cerenkov* 46

2 - Corrections dues à l'appareillage 48

a) *Les pertes de comptage* 48
b) *La soustraction du carbone* 50
c) *L'efficacité du compteur Cerenkov* 51

3 - Corrections dues aux interactions secondaires de l'électron dans la cible 52

a) *La correction radiative* 52
b) *La correction due au rayonnement de freinage* 54
c) *La correction due à l'ionisation* 56

4 - La section efficace expérimentale absolue. Tableaux des corrections et des erreurs 58

a) *La section efficace expérimentale absolue* 58
b) *Tableau des corrections* 58
c) *Tableau des erreurs* 59

5 - Déduction des facteurs de forme $F_{ch}(q^2)$, $F_m(q^2)$ et de leur rapport $F_m(q^2)/F_{ch}(q^2)$ 60

VI - LES EXPERIENCES REALISEES ET LEUR COHERENCE INTERNE 63

1 - Introduction 63

2 - Expériences réalisées dans la salle de cibles "250 MeV" . 63

a) $q^2 = 0,30\ f^{-2}$; $q^2 = 0,49\ f^{-2}$ ($\theta = 60°$) 63
b) $q^2 = 0,60\ f^{-2}$ ($\theta = 60°$ et $\theta = 150°$) 63
c) $q^2 = 1,00\ f^{-2}$ ($\theta = 60°$ et $\theta = 150°$) 63
d) $q^2 = 2,00\ f^{-2}$ ($\theta = 84°$ et $\theta = 150°$) 63
e) $q^2 = 2,98\ f^{-2}$ ($\theta = 105°$ et $\theta = 150°$)
$q^2 = 1,05\ f^{-2}$ ($\theta = 104°$) 64
f) $q^2 = 3,80\ f^{-2}$ ($\theta = 150°$) 64

Pages

3 - Expériences réalisées dans la salle de cibles "500 MeV" .. 64

a) $q^2 = 0,90\ f^{-2}\ (\theta = 60°)$ 64
b) $q^2 = 5,43\ f^{-2}\ (\theta = 75°,\ \theta = 120°,\ \theta = 135°\ et\ \theta = 145°)$. 64

4 - Expériences réalisées dans la salle de cibles "1 GeV" 65

a) $q^2 = 2,04\ f^{-2}$; $q^2 = 3,82\ f^{-2}\ (\theta = 45°)$ 65
b) $q^2 = 8,00\ f^{-2}\ (\theta = 60°\ et\ \theta = 120°)$ 65
c) $q^2 = 10,2\ f^{-2}\ (\theta = 60°\ et\ \theta = 120°)$ 65

5 - Cohérence interne de l'ensemble des mesures 65

3ème partie RESULTATS

VII - LES RESULTATS EXPERIMENTAUX. CONSEQUENCES DIRECTES 67

1 - Les sections efficaces expérimentales absolues 67

2 - La variation linéaire de $\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}$ en fonction de $tg^2 \frac{\theta}{2}$ pour $q^2 = 5,43\ f^{-2}$ 67

3 - Les facteurs de forme du proton 70

a) *Le facteur de forme de magnétisme* $F_m(q^2)$ 70
b) *Le facteur de forme de charge* $F_{ch}(q^2)$ 70

4 - L'égalite des facteurs de forme : $F_m(q^2) = F_{ch}(q^2)$ pour $q^2 \leqslant 10$ fermi^{-2} 73

5 - Les rayons carré moyen des distributions de charge et de magnétisme du proton indépendemment de tout modèle .. 76

a) *Le rayon carré moyen de charge du proton* $|\langle r^2_{ch}\rangle|^{1/2}$ 76
b) *Le rayon carré moyen de magnétisme du proton* $|\langle r^2_m\rangle|^{1/2}$ .. 76
c) *Conclusion* 77

VIII - UNE EXPRESSION PHENOMENOLOGIQUE SIMPLE DES FACTEURS DE FORME DU PROTON. CONSEQUENCES 79

1 - Position du problème. Formules à un pôle 79

2 - L'expression de F_m et F_{ch} par la même formule à un pôle . 80

a) *Cas du facteur de forme magnétique* $F_m(q^2)$ 80
b) *Cas du facteur de forme de charge* $F_{ch}(q^2)$ 81
c) *Conclusion* 82

3 - Discussion de la formule trouvée à un pôle 82

4 - Une expression pratique de la section efficace de diffusion élastique électron-proton 85

5 - Les rayons quadratiques moyens de charge et de magnétisme du proton dans le cadre du modèle de Clementel et Villi 86

Pages

a) *Le rayon carré moyen de magnétisme* $|<r_m^2>|^{1/2}$ 86
b) *Le rayon carré moyen de charge* $|<r_{ch}^2>|^{1/2}$ 86
c) *Discussion et conclusion* 86

IX - UNE EXPRESSION THEORIQUE POSSIBLE DES FACTEURS DE FORME DU NUCLEON 89

1 - Les hypothèses 89

2 - Les calculs. Valeurs approchées des résidus des pôles des résonances isoscalaires 91

a) *Notations* 91
b) *Les expressions paramétriques des facteurs de forme de Dirac* $F_1^{p,n}(q^2)$ *et de Pauli* $F_2^{p,n}(q^2)$ 91
c) *Les expressions paramétriques des facteurs de forme de charge* $G_E^{p,n}(q^2)$ *et de magnétisme* $G_M^{p,n}(q^2)$ 93
d) *Valeurs approchées des résidus des pôles des deux résonances isoscalaires* 94

3 - Les résultats. Une expression théorique possible des facteurs de forme des nucléons 95

a) *Les "meilleures valeurs" des paramètres indépendants* ... 95
b) *Les rayons quadratiques moyens de charge et de magnétisme des nucléons* 96
c) *L'expression finale des facteurs de forme de charge et de magnétisme des nucléons* 96

4 - Discussion. Autres résultats expérimentaux sur le proton. Le cas du neutron 101

a) *Autres résultats expérimentaux sur le proton* 101
b) *Le cas du neutron* 103

5 - Interprétation 108

CONCLUSION 111

BIBLIOGRAPHIE 113

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

INFLUENCE DE STRUCTURES CRISTALLINES SUR L'INTERACTION DE PARTICULES CHARGEES AVEC LA MATIERE.

Vu et approuvé :
Paris, le 15 Avril 1965
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
M. ZAMANSKY

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
J. ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 319
1965